

Etude des effets magneto-transverses dans les matériaux ferromagnétiques : effets Righi-Leduc planaire et anomal et géométrie Corbino.

Benjamin Madon

▶ **To cite this version:**

Benjamin Madon. Etude des effets magneto-transverses dans les matériaux ferromagnétiques : effets Righi-Leduc planaire et anomal et géométrie Corbino.. Matière Condensée [cond-mat]. Université Paris Saclay (COmUE), 2017. Français. NNT : 2017SACLX029 . tel-01629899

HAL Id: tel-01629899
https://pastel.hal.science/tel-01629899

Submitted on 6 Nov 2017

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.

NNT : 2017SACLX029

Thèse de DOCTORAT
DE
L'UNIVERSITE PARIS-SACLAY
PREPAREE A
L'ECOLE POLYTECHNIQUE

Ecole Doctorale n° 573
Ecole doctorale Interfaces

Spécialité Physique

Par

Benjamin Madon

Etude des effets transverses dans les matériaux ferromagnétiques : effets Righi-Leduc planaire et anomal et géométrie Corbino

Thèse présentée et soutenue à Palaiseau, le 7 juillet 2017

Composition du Jury :

Dr, Ravelosona, Dafine	Directeur de recherche, Univ. Paris-Sud	Président
Dr, Baraduc, Claire	Cadre scientifique au CEA, Spintec	Rapporteur
Dr, Rowe, Alistair	Chargé de recherche CNRS, Ecole polytechnique	Rapporteur
Prof., Heremans, Jean	Professeur, VirginiaTech	Examinateur
Dr, Lacour, Daniel	Chargé de recherche, Univ. de Lorraine	Examinateur
Prof.,Wegrowe Jean-Eric	Professeur, Ecole polytechnique	Directeur de thèse
Prof., Drouhin, Henri-Jean	Professeur, Ecole polytechnique	Invité

Table des matières

Chapitre 1 Introduction 7

1.1 Motivation 8

1.2 Etat de l'art 8

1.3 Objectif de cette thèse 19

Chapitre 2 Modèle et théorie 21

2.1 Remarques préliminaires 23

2.2 Eléments de magnétisme 23

2.3 Transport anisotrope 31

2.4 Influence d'une distribution de mobilité sur les propriétés de transport des semi-conducteurs. 40

2.5 L'effet Hall en géométrie Corbino 50

2.6 Modèle à deux canaux de l'effet Hall de spin 62

2.7 Diffusion de la chaleur en régime sinusoïdal forcé 67

2.8 Résonance ferromagnétique 69

Chapitre 3 Méthodes expérimentales 75

3.1 Présentation du dispositif expérimental de mesure de transport 76

3.2 Mesure électrique DC 77

3.3 Caractérisation thermoélectrique – Mesure des coefficients Seebeck 77

3.4 Mesures thermoélectriques transverse avec modulation 78

3.5 Résonance ferromagnétique 81

Chapitre 4 Résultats expérimentaux 87

4.1 Effets Righi-Leduc planaire et anomal dans permalloy 89

4.2 Effet Nernst dans le platine 104

4.3 Effet Hall et effet Nernst dans InSb 108

4.4 Détection du potentiel thermoélectrique provoqué par résonance ferromagnétique 115

4.5 Transport anisotrope en géométrie Corbino dans le permalloy, CoGd, CoTb et platine 120

Chapitre 5 Conclusion..... 133

Références..... 135

Table des figures..... 139

Chapitre 6 Annexes..... 147

6.1 Simulation numérique 148

6.2 Mode « 50 ohm » et High-Z 150

6.3 Programme Arduino de contrôle du moteur pas à pas. 151

Chapitre 1 Introduction

1.1 Motivation 8

1.2 Etat de l'art 8

1.2.1 L'effet Hall de Spin (et effet Hall de spin inverse) 9

1.2.2 L'effet Seebeck de spin 13

1.2.3 Les effets Nernst planaire et anomaux 16

1.2.4 L'effet Seebeck de spin longitudinal 17

1.2.5 Effet de proximité dans les bicouches YIG/platine 18

1.3 Objectif de cette thèse 19

1.1 Motivation

Il est désormais possible d'introduire des capteurs à moindre coût dans les bâtiments, les routes, sur le réseau d'électricité ou d'eau. Ces capteurs seront reliés à un réseau de télécommunication de cinquième génération donnant la bande passante nécessaire à cette nouvelle ère de l'internet des objets. Cela donnera naissance à une quantité de données colossale qu'il faudra stocker mais surtout analyser dans le but d'optimiser l'utilisation des ressources. Il sera alors important d'optimiser la performance énergétique de l'ensemble de la chaine du capteur à l'information finale.

Pour cela, plusieurs stratégies sont possibles, améliorer l'architecture des composants informatiques en est une. L'autre est de faire en sorte que les principales pertes d'énergie sous forme de chaleur soient réutilisées d'une autre manière. On peut les utiliser comme source d'énergie pour par exemple chauffer le réseau d'eau d'une ville. Mais, on peut aussi imaginer utiliser ce dégagement de chaleur pour alimenter d'autres capteurs ou d'autres unités de traitement d'information améliorant ainsi l'efficacité énergétique.

Le domaine de la caloritronique de spin s'inscrit dans cet idéal. C'est un domaine où différents domaines de la physique se côtoient car il s'agit de mesurer une tension dépendant du spin ou de l'aimantation en réponse à un courant de chaleur. Il se situe donc à l'interface entre la thermique (calor), l'électronique (tronique), le magnétisme et la spintronique (de spin).

Ce domaine pourrait permettre l'émergence d'éléments de mémoire, de logique ou même de capteurs tirant partie des courants de chaleur disponibles.

Cette thèse propose différentes études s'inscrivant dans ce contexte. Mais avant de proposer une description plus complète des travaux présents dans cette thèse, il est important de comprendre l'état de l'art et l'origine de la caloritronique de spin.

1.2 Etat de l'art

Je vais dans ce chapitre détailler ce que j'estime être des éléments de bibliographie importants dans le but de mieux comprendre la démarche de ce travail de thèse. Il ne s'agit pas ici d'être exhaustif, mais plutôt de sélectionner des articles dont j'estime qu'ils donnent un bon aperçu du domaine de la caloritronique de spin. Le but de cette partie est de dégager l'évolution du domaine et les enjeux auxquels les expérimentateurs ont dû faire face.

Pour ce faire je vais dans un premier temps remonter aux origines d'un grand nombre d'effets étudiés de nos jours en spintronique : l'effet Hall de spin (et effet Hall de spin inverse). Puis, je discuterai les premières mesures de l'effet Seebeck de spin et montrerai son évolution au cours du temps. Cela se découpe en quatre temps : la découverte de l'effet Seebeck de spin en géométrie transverse, puis la compétition entre effet Nernst anomal et effet Seebeck de spin, l'utilisation de la

géométrie longitudinale sur des échantillons dont le matériau ferromagnétique est isolant et enfin la discussion sur l'existence ou non d'un magnétisme de proximité.

1.2.1 L'effet Hall de Spin (et effet Hall de spin inverse)

Originellement l'effet Hall de spin et l'effet Hall de spin inverse ont été prédits par M. I. D'yakonov et V. I. Perel dans (D'yakonov & Perel, 1971). Dans cet article, l'effet n'est pas encore appelé effet Hall de spin mais discute un effet permettant d'orienter la polarisation des électrons à l'aide d'un courant électrique dans les matériaux semi-conducteurs à fort couplage spin-orbite.

Le regain d'intérêt pour l'effet Hall de spin a eu lieu après que Hirsch a proposé un moyen électrique pour créer et détecter un courant de spin dans les matériaux paramagnétiques. (Hirsch, 1999). C'est après cet article que l'on parle d'effet Hall de spin. Dans la figure 1 de cet article il décrit l'effet Hall de spin comme deux effets Hall avec un champ opposé agissant séparément sur chacun des deux types de spins (Figure 1). La théorie est rapidement raffinée par l'introduction de l'équation de diffusion de la différence de potentiel chimique entre les deux populations de spin (Zhang, 2000). Zhang propose une théorie de l'effet Hall de spin reposant sur des équations de Boltzmann semi-classique (une pour chaque spin) dans lesquelles il introduit une vitesse anomale de signe opposé pour chacune des deux populations. Il obtient alors un courant de spin dans le cœur du matériau et une accumulation de spins sur les bords dont la dimension caractéristique est la longueur de diffusion du spin obtenue par Valet et Fert dans (Valet & Fert, 1993) pour expliquer la magnétorésistance géante. Ce dernier point n'est pas surprenant car Zhang a précisément utilisé le modèle décrivant la magnétorésistance géante et lui a ajouté un terme. Le profil linéaire de potentiel chimique obtenu dans (Hirsch, 1999) devient, dans cette théorie, un sinus hyperbolique.

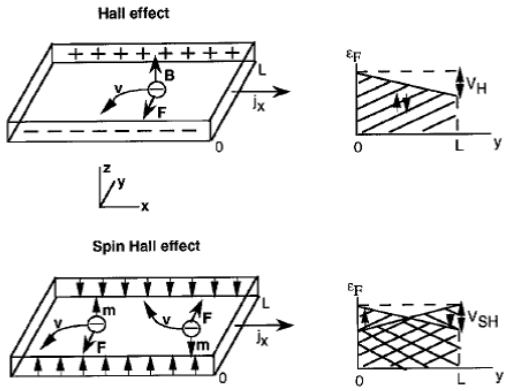


FIG. 1. The charge carriers are assumed to be electronlike. In the Hall effect, the Lorentz force on the moving charges causes charge imbalance; in the spin Hall effect skew scattering of the moving magnetic moments causes spin imbalance, in a direction perpendicular to the current flow. In the Hall effect the Fermi levels for up and down electrons are the same, and the difference in the Fermi levels at both edges of the sample is the Hall voltage V_H. In the spin Hall effect the difference in the Fermi levels for each spin at both edges of the sample is V_{SH}, but it is of opposite sign for spin up and down electrons.

Figure 1 Reproduction de la Figure 1 dans (Hirsch, 1999)

Une mise en évidence optique de l'effet Hall de spin par rotation Kerr a été obtenue en 2004 dans (Kato, Myers, Gossard, & Awschalom, 2004). Ils ont observé que quand il faisait passer un courant électrique dans GaAs alors la rotation Kerr changeait de signe entre les deux côtés de l'échantillon et que l'application d'un champ magnétique faisait disparaitre ce signal (Figure 2).

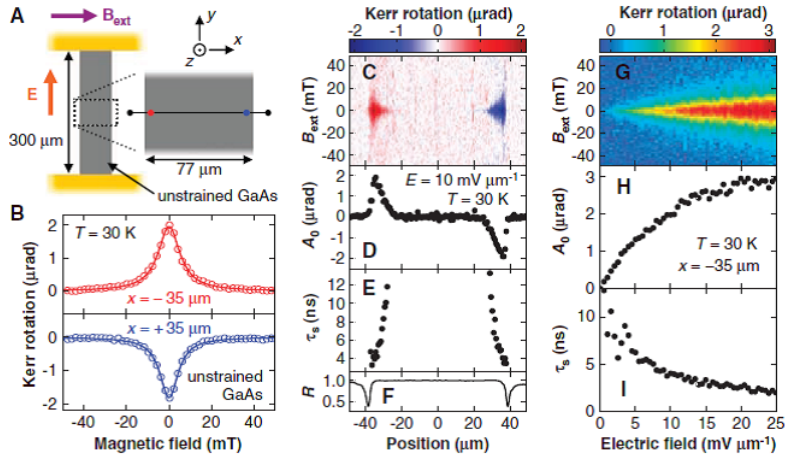


Fig. 1. The spin Hall effect in unstrained GaAs. Data are taken at $T = 30$ K; a linear background has been subtracted from each B_{ext} scan. (A) Schematic of the unstrained GaAs sample and the experimental geometry. (B) Typical measurement of KR as a function of B_{ext} for $x = -35$ µm (red circles) and $x = +35$ µm (blue circles) for $E = 10$ mV µm^{-1}. Solid lines are fits as explained in text. (C) KR as a function of x and B_{ext} for $E = 10$ mV µm^{-1}. (D and E) Spatial dependence of peak KR A_0 and spin lifetime τ_s across the channel, respectively, obtained from fits to data in (C). (F) Reflectivity R as a function of x. R is normalized to the value on the GaAs channel. The two dips indicate the position of the edges and the width of the dips gives an approximate spatial resolution. (G) KR as a function of E and B_{ext} at $x = -35$ µm. (H and I) E dependence of A_0 and τ_s, respectively, obtained from fits to data in (G).

Figure 2 Reproduction de la figure 1 de (Kato, Myers, Gossard, & Awschalom, 2004). Mesure par effet Kerr de l'accumulation de spin due à un courant électrique dans GaAs (effet Hall de spin)

Le premier article que j'ai trouvé parlant d'effet Hall de spin inverse (« Inverse spin Hall effect ») date de 2006 (Saitoh, Ueda, Miyajima, & Tatara, 2006). L'expérience est la suivante : ils utilisent une bicouche composée d'un métal ferromagnétique déposé sur une couche d'un métal paramagnétique à fort couplage spin-orbite (dans leur cas 10nm de $Ni_{81}Fe_{19}$ sur 3nm de Pt). Ils excitent la couche de métal ferromagnétique à la résonance ferromagnétique et mesurent la tension électrique obtenue dans la couche de platine. Leur interprétation est que lorsque la couche de $Ni_{81}Fe_{19}$ est à la résonance ferromagnétique, un courant de spin est injecté dans la couche de platine qui convertit ce courant de spin en un courant de charge (voir Figure 3). Cette expérience est une étape clé dans la découverte de l'effet Seebeck de spin par le même groupe en 2008 que nous traiterons au point suivant.

La même année dans un article appelé « Direct electronic measurement of the spin Hall effect » (Valenzuela & Tinkham, 2006) obtient une tension qui est attribuée à l'effet Hall de spin. Pour cela ils font passer un courant électrique d'un métal ferromagnétique vers un métal paramagnétique. A l'interface entre ces deux métaux, se développe une accumulation de spin (celle de la GMR) qui diffuse dans le métal ferromagnétique. Le courant de spins ainsi obtenu est converti dans le métal paramagnétique en une tension transverse par ce qu'ils disent être l'effet Hall de spin. Je trouve que cette expérience relève plus de ce qu'on appelle désormais l'effet Hall de spin inverse que de l'effet direct car il s'agit *in fine* d'une mesure de tension électrique dont l'origine est un courant de spins (voir Figure 4).

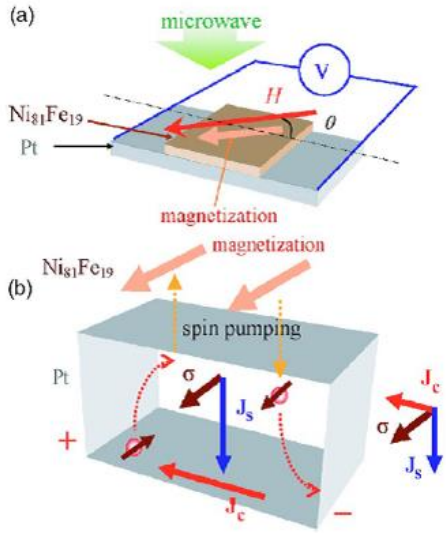


FIG. 1. (Color online) (a) Schematic illustration of the $Ni_{81}Fe_{19}$/Pt sample system used in the present study. (b) Schematic illustration of the spin-pumping effect and the inverse spin-Hall effect (ISHE) in the present system. $\mathbf{J}_s$ and $\mathbf{J}_c$ denote the spatial directions of a pure spin current generated by spin pumping and an electric current generated by ISHE, respectively. σ is the spin-polarization vector of the spin current $\bar{\mathbf{J}}_s$ ($\vec{J}^{\alpha}_{s\mu} = J_{s\mu} \otimes \sigma^{\alpha}$, where α is the spin index and μ is the spatial-direction index). The dotted arrows in the Pt layer describe electron motion bent by the spin-orbit interaction in the Pt layer, a motion responsible for ISHE.

Figure 3 Reproduction de la figure 1 de (Saitoh, Ueda, Miyajima, & Tatara, 2006)

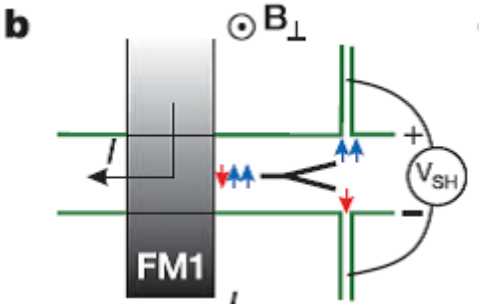


Figure 4 Reproduction de la figure 1b de (Valenzuela & Tinkham, 2006) sur la mesure électrique de l'effet Hall de spin.

L'effet Hall de spin et effet Hall de spin inverse ont par la suite été utilisés pour étudier d'autres phénomènes tels que l'utilisation du courant de spin pour exciter la résonance ferromagnétique dans une couche mince ferromagnétique (Liu, Moriyama, Ralph, & Buhrman, 2011) ou pour retourner l'aimantation (Liu, et al., 2012). Ils sont aussi responsables de la magnétorésistance spin Hall (Nakayama, et al., 2013) et de la magnétorésistance spin Hanle (Dyakonov, 2007) (Vélez, et al., 2016). Je ne développerai pas ces points dans cette thèse.

Je vais m'intéresser dans la suite de cet état de l'art à l'effet Seebeck de spin car il constitue le point de départ de notre questionnement. La raison pour laquelle nous avons évoqué l'effet Hall de spin est que ce dernier est une des composantes de l'effet Seebeck de spin.

1.2.2 L'effet Seebeck de spin

La première observation de l'effet Seebeck de spin, et même la définition de celui-ci remonte à 2008 (Uchida, et al., 2008). Les échantillons sont composés d'une couche d'un métal ferromagnétique (dans leur cas du $Ni_{81}Fe_{19}$), et d'électrodes de platine déposées tout le long de l'échantillon. L'expérience consiste en la mesure de la tension aux bornes de l'électrode de platine en fonction de l'aimantation de la couche lorsque l'échantillon est soumis à un gradient de température. Ils observent alors une tension proportionnelle à l'aimantation de la couche ferromagnétique linéaire en position (Figure 5) et qui s'annule au milieu de l'échantillon. Par ailleurs, en l'absence d'électrode de platine, ils n'ont pas mesuré de tension.

Ils font l'hypothèse que le gradient de température est bien le long de la ligne de $Ni_{81}Fe_{19}$ et que l'ajout d'électrode de platine ne perturbe pas la direction des courants de chaleur. Ils en déduisent que la tension mesurée n'existe pas dans le $Ni_{81}Fe_{19}$ et donc que son origine est due à un effet se produisant dans le platine. Leur interprétation est qu'une différence de potentiel chimique entre deux populations de spin apparait. Son amplitude est linéaire en position et s'annule au milieu de l'échantillon. Cette différence de potentiel chimique peut alors diffuser dans l'électrode de platine. Ce courant de diffusion de spin dans le platine est converti en un courant de charge par effet Hall de spin inverse et une tension peut être mesurée. Elle est proportionnelle à l'amplitude et à la polarisation du courant de spin. Le platine agit ici comme un détecteur de courant de spin et on voit bien l'influence de leurs travaux antérieurs dans le choix de cette interprétation(Saitoh, Ueda, Miyajima, & Tatara, 2006).

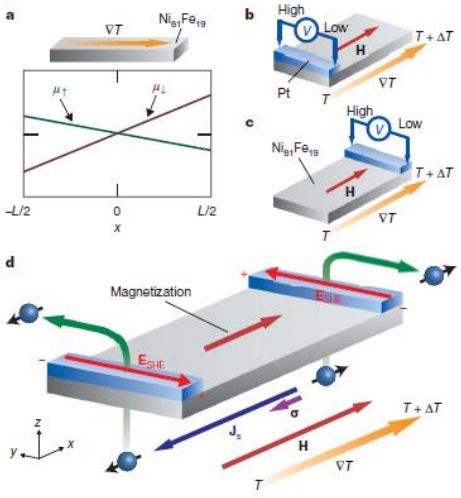


Figure 5 Reproduction de la figure 2 de (Uchida, et al., 2008) Le panneau a) montre le potentiel chimique linéaire qui a une pente différente pour les deux types de spins. Le panneau ***d*** *explique que la différence de potentiel chimique diffuse alors dans l'électrode de platine qui convertit ce courant de spin en courant de charge et génère une tension par effet Hall de spin inverse.*

L'effet Seebeck de spin a par la suite été étudié dans d'autres matériaux. En particulier deux ans après le papier original parlant d'effet Seebeck de spin, ce dernier est observé dans un semi-conducteur ferromagnétique, GaMnAs (Jaworski, et al., 2010). Cette étude est intéressante car elle montre beaucoup de résultats expérimentaux et questionne l'interprétation initiale.

D'abord la tension obtenue n'est pas linéaire en fonction de la position mais le changement de signe de la tension entre les deux bords et l'annulation au milieu de l'échantillon sont observés (Figure 6).

Ils ont également essayé de voir si la tension mesurée était différente si la ligne de GaMnAs était coupée en deux. Le résultat qui a été obtenu est que la tension mesurée n'a pas besoin que le GaMnAs soit continu. L'interprétation est que le couplage entre les deux morceaux d'échantillon se fait soit par une interaction dipolaire soit par les phonons du substrat. Cette mesure remet en question l'interprétation initiale selon laquelle il y a une différence de potentiel chimique entre les deux populations de spin tout au long de l'échantillon et force donc à voir l'effet de manière locale.

Enfin, ils observent cette fois des hystérésis sans électrode de platine en prenant directement un contact sur le GaMnAs. Ce signal ne change pas de signe entre les deux côtés de l'échantillon contrairement à ce qui se passait sur $Ni_{81}Fe_{19}$ dans (Uchida, et al., 2008). Les auteurs arguent que ce non changement de signe est dû à l'effet Nernst Planaire. Ils citent un article publié en 2006 (Pu, Johnston-Halperin, Awschalom, & Shi, 2006) dont un des co-auteurs est commun pour justifier cette interprétation, pourtant le signal observé est anti-symétrique alors que l'effet Nernst Planaire est symétrique.

Par ailleurs après correction de ce qu'ils estiment être l'effet Nernst planaire, ce signal reste bien plus grand qu'avec l'électrode de platine (un coefficient de environ 1µV/K pour l'échantillon avec les électrodes de platine contre près de 1,5µV/K avec des contacts directe sur GaMnAs). Ils affirment qu'un tel signal avait été observé sur $Ni_{81}Fe_{19}$ sans électrode de platine dans (Uchida, et al., 2010). Après vérification, cette affirmation ne semble pas être correcte (voir la figure 6 (b) de (Uchida, et al., 2010), « Fig. 6(b) and (c) show that the V signal disappears in a plain $Ni_{81}Fe_{19}$ film and in a plain Pt film »). Même s'il faut bien avouer qu'en regardant la Figure 6 (b) de ce papier de plus près, on peut deviner une petite hystérésis, mais elle est au moins dix fois plus petite qu'avec l'électrode de platine. Les fondations des critiques futures de l'effet Seebeck de spin sont posées dès ce papier bien que les points problématiques ne soient pas vraiment discutés.

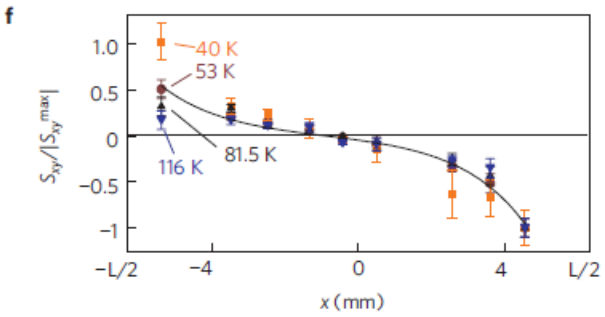


*Figure 6 Reproduction de la figure 2 **f** de (Jaworski, et al., 2010). Cette figure montre l'évolution de la tension en fonction de la position. 0 est le milieu de l'échantillon. La ligne utilisée pour ajuster les données expérimentales est un sinus hyperbolique.*

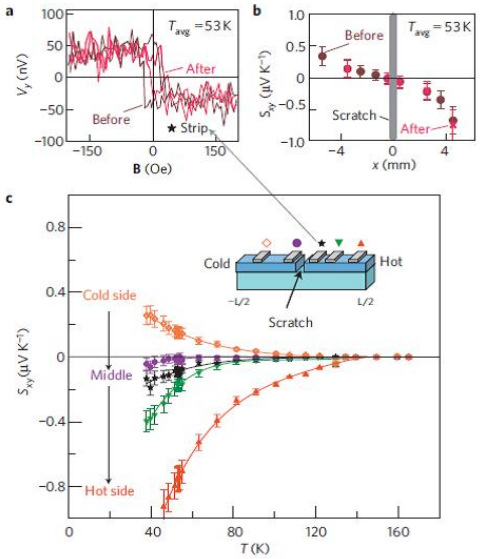


Figure 7 Reproduction de la figure 3 de (Jaworski, et al., 2010). Cette figure montre l'effet d'une coupure au milieu de l'échantillon sur la mesure.

Evoquons enfin la dernière classe de matériaux dont nous n'avons pas encore parlée. Il s'agit des matériaux ferromagnétiques isolants dont le YIG (pour

« Yttrium Iron garnet »= grenat de fer et d'Yttrium) est le représentant le plus utilisé dans la littérature. Il a été mesuré pour la première fois dans YIG en 2010 (Uchida, et al., 2010). Ces résultats sont issus du même groupe que celui qui avait découvert l'effet Seebeck de spin et présente des résultats similaires à ce qui avait été obtenus sur $Ni_{81}Fe_{19}$. Pour l'anecdote, ces résultats ont été publiés dans le même numéro de Nature Materials que les résultats sur GaMnAs.

Dans chacun de ces papiers le courant de chaleur est supposé de direction connue. C'est ce dernier point qui va cristalliser la critique et permettre une interprétation alternative de ces expériences.

1.2.3 Les effets Nernst planaire et anomaux

L'effet Nernst dans les métaux paramagnétiques est connu depuis la fin du XIXème siècle. Il est l'équivalent thermoélectrique de l'effet Hall et se traduit par l'apparition d'une tension dans la direction transverse lorsqu'un courant de chaleur est injecté dans l'échantillon et qu'un champ magnétique perpendiculaire est appliqué. Tout comme l'effet Hall, il acquiert dans les matériaux ferromagnétiques une composante anomale et une composante planaire. Bien que l'effet Nernst planaire a été considéré (Kato, Myers, Gossard, & Awschalom, 2004), une interprétation complète de la mesure en terme d'effet thermoélectrique de la couche de GaMnAs n'a pas été poussée au bout de ce qui était possible, notamment concernant l'effet Nernst anomal.

En 2011, l'effet de la position du chauffage sur la tension mesurée dans le cadre de l'effet Seebeck de spin est étudié (Huang, Wang, Lee, Kwo, & Chien, 2011). Ils partent d'une situation où la tension change de signe entre le côté froid et le côté chaud de l'échantillon (caractéristique principales de l'effet Seebeck de Spin). Ils changent ensuite la position du chauffage et obtiennent le même signe des deux côtés (Figure 8). L'interprétation de cette mesure est que des gradients de température apparaissent perpendiculairement au plan de l'échantillon. La tension peut alors être intégralement interprétée par l'effet Nernst anomal.

Une analyse similaire a été menée sur des échantillons suspendus et différents substrats. (Avery, Pufall, & Zink, 2012) (Schmid, et al., 2013) et pour une disposition du chauffage plus variée (Yin, Mao, Meng, Li, & Zhao, 2013).

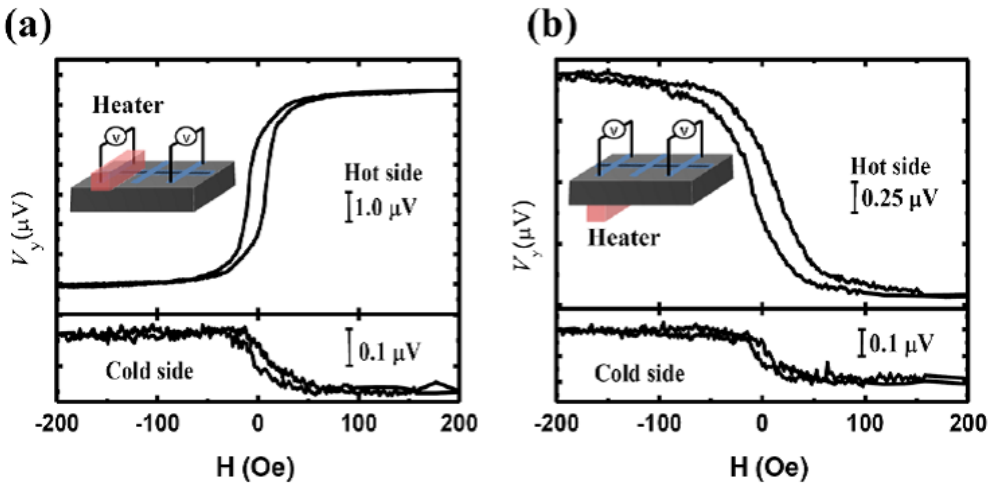


Figure 8 Reproduction de la figure 3(a) et (b) de (Huang, Wang, Lee, Kwo, & Chien, 2011). Le changement entre le cadran (a) et le cadran (b) est le changement de la position du chauffage de sur l'échantillon à sous l'échantillon. On observe alors un changement de signe de l'hystérésis mesurée.

Ces études ont mis en lumière la nécessité de ne pas postuler *a priori* la direction du courant de chaleur. La raison est que les substrats et les fils utilisés pour la mesure de tension, quels qu'ils soient ne sont pas des isolants thermiques suffisants.

Par ailleurs, une telle analyse n'est valable qu'à la seule condition que le matériau ferromagnétique utilisé soit conducteur, sans quoi il ne peut pas exister d'effet Nernst car c'est un effet thermoélectrique.

Ces deux points ont conduit à regarder l'effet en géométrie longitudinale dans le YIG qui est un matériau ferromagnétique isolant.

1.2.4 L'effet Seebeck de spin longitudinal

Avant même la publication des articles évoquant l'interprétation Nernst anomale due à des courants qui seraient orientés perpendiculairement à la couche, le groupe à l'origine de l'effet Seebeck de spin évoque cette possibilité : « Here we note that, if ferromagnetic metallic slabs are used as the F layer, the ISHE signal not only is suppressed significantly by short-circuit currents in the F layer due to the electric conduction of F but also is overlapped with the signal of the anomalous Nernst–Ettingshausen effect in F. » (Uchida K. , et al., 2010).

Ils proposent alors une géométrie dans laquelle non seulement la direction des courants de chaleur semble plus claire car le courant de chaleur est attendu perpendiculaire à l'échantillon et en plus le matériau utilisé est un isolant ferromagnétique ce qui rend l'interprétation en terme d'effet thermoélectrique impossible (Figure 9). C'est l'effet Seebeck de spin longitudinal.

Le changement de signe entre les deux côtés de l'échantillon n'existe pas dans cette géométrie. Pour rappel, ce changement de signe était dû à une différence de

potentiel chimique entre les deux populations de spin linéaire le long de l'échantillon et nulle au centre. C'était pourtant une des caractéristiques principales de l'effet Seebeck de spin.

A la place, un courant de spin est injecté directement dans l'électrode de platine et il décroit exponentiellement avec l'épaisseur de l'électrode. L'originalité est que le courant de spins peut passer de l'isolant au métal, que le courant de spin est induit par un gradient de température et qu'il est détecté par l'effet Hall de spin inverse. A ce titre, cela ressemble beaucoup aux expériences sous résonances du début de l'effet Hall de spin inverse (Saitoh, Ueda, Miyajima, & Tatara, 2006) en remplaçant la résonance par un gradient de température.

Cette géométrie a été réputée plus rigoureuse en ce qui concerne la direction du gradient de température, et l'interprétation moins sujette aux artefacts tels que les effets Nernst anomal et planaire en utilisant un matériau ferromagnétique isolant. Mais les signaux étaient si similaires aux effets Nernst anomal et planaire que la communauté s'est intéressée à l'existence ou non de ferromagnétisme dans le platine lui-même et qui serait induit par la couche de YIG.

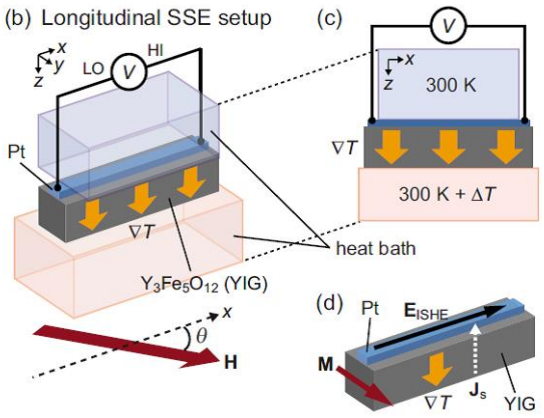


Figure 9 Reproduction de la Figure 1 ***(b)*** *de (Uchida K. , et al., 2010). Dans cette géométrie le courant de chaleur est attendu perpendiculaire à l'échantillon. Il n'y a plus la notion de tension qui change de signe entre les deux côtés de l'échantillon.*

1.2.5 Effet de proximité dans les bicouches YIG/platine

La suite logique des mesures sur les systèmes isolants est de vérifier que les mesures ne sont pas contaminées par l'existence d'un ferromagnétique conducteur à l'interface entre le YIG et l'électrode de platine servant de détecteur. L'hypothèse qui a été étudiée est la possibilité pour le platine de s'aimanter au contact du YIG car il était en effet connu que celui-ci s'aimantait au contact du nickel par exemple (Wilhelm, et al., 2000). Pour cela, plusieurs expériences ont été proposées.

Une première a été de reprendre les expériences de (Wilhelm, et al., 2000) sur la bicouche YIG/platine. Il est alors confirmé l'existence d'un tel effet de proximité

lorsque le platine est déposé sur une couche de fer mais pas sur du YIG, à part potentiellement sur la couche la plus fine de 3nm (« A small but finite integrated XMCD signal appears to be present in the Pt(3 nm)/YIG sample. Our data,thus, show that if a finite moment is induced in the Pt at all, it is at least 30 times smaller than in the corresponding Pt(10 nm)/Fe reference sample. » (Geprägs, et al., 2012). Ces premiers résultats semblent montrer l'absence de moment induit dans le platine sans l'exclure complètement et renforce l'interprétation d'effet Seebeck de spin.

Une détection électrique de cette aimantation induite dans le platine par mesure de magnétorésistance anisotrope et d'effet Hall anomal qui ne sont pas attendus dans le platine a également été proposée. Il a ainsi été observé qu'il était possible de mesurer ces deux effets sur une fine couche de platine en contact avec une couche de YIG (Huang, et al., 2013), confirmant ainsi la présence d'une aimantation dans le platine. On peut alors expliquer l'effet Seebeck de spin longitudinal en termes d'effet Nernst anomal dans le platine. Il est néanmoins impossible de distinguer les deux effets dans cette géométrie.

Il est difficile de trancher entre ces deux interprétations dans la mesure où elles possèdent la même symétrie. Une chose est certaine, au contact du YIG les propriétés de transport électrique changent et une magnétorésistance proportionnelle à l'aimantation du YIG apparait. C'est l'origine de la magnétorésistance spin Hall que je ne désire pas développer ici mais je souhaite souligner que son origine historique est cette controverse au sujet de l'interprétation des mesures d'effet Seebeck de spin.

1.3 Objectif de cette thèse

Au cours de cette thèse nous nous sommes intéressés aux propriétés de transport électrique, thermique et thermoélectrique dans les matériaux ferromagnétique. Nous avons varié les géométries en mesurant directement sur un barreau du matériau, sur une électrode d'un métal normal déposé sur le matériau ferromagnétique ou encore dans des disques de Corbino et les métaux en utilisant différents types de métaux ferromagnétiques aux propriétés différentes.

Nous avons également étudié les propriétés électriques et thermoélectriques en fonction du champ magnétique dans l'antimoniure d'indium (InSb).

Nous avons alors essayé d'expliquer les différents signaux observés en faisant un nombre minimum d'hypothèses. L'utilisation de différentes géométries et de différents matériaux permet de donner une vision générale de ces propriétés de transport.

Ce travail expérimental a aussi été l'occasion de se poser des questions quant à la nature des effets mesurés et a donné lieu à des développements théoriques et à l'utilisation de modèles simples. Ils sont présentés dans la deuxième partie en

même temps que d'autres points théoriques issus de l'état de l'art nécessaire à la compréhension des résultats expérimentaux.

Dans la troisième partie nous décrivons les différents dispositifs expérimentaux que nous avons utilisés. La quatrième partie présente les résultats expérimentaux obtenus au cours de cette thèse. Enfin nous concluons dans la cinquième partie et ouvrons des perspectives d'études.

Chapitre 2 Modèle et théorie

2.1 Remarques préliminaires 23

2.2 Eléments de magnétisme 23

2.2.1 Modélisation de l'aimantation 23

2.2.2 Interaction Zeeman 23

2.2.3 Anisotropie de forme et champ dipolaire 24

2.2.4 Anisotropie uniaxiale 25

2.2.5 Simulation numérique 26

2.3 Transport anisotrope 31

2.3.1 Transport électrique anisotrope 31

2.3.2 Extension au transport thermique anisotrope 34

2.3.3 Transport thermoélectrique anisotrope 35

2.3.4 Synthèse 38

2.4 Influence d'une distribution de mobilité sur les propriétés de transport des semi-conducteurs. 40

2.4.1 Equation de transport en présence d'un champ magnétique pour un seul type de porteur 40

2.4.2 Equation du transport en présence d'un champ magnétique pour plusieurs types de porteur. 43

2.4.3 Résumé de 1.4.1 et 1.4.2 et conclusion 49

2.5 L'effet Hall en géométrie Corbino 50

2.5.1 Deux représentations équivalentes du transport électrique ... 50

2.5.2 Résistivité ou conductivité ? 50

2.5.3 La géométrie barreau 51

2.5.4 La géométrie Corbino 53

2.5.5 Calcul pour un métal ferromagnétique 55

2.5.6 Synthèse..... 59

2.6 Modèle à deux canaux de l'effet Hall de spin.....62

2.6.1 Les équations de Dyakonov et Perel 62

2.6.2 Modèle à deux canaux des équations de Dyakonov et Perel 63

2.6.3 La troisième équation de Dyakonov et Perel : la conservation du spin 65

2.7 Diffusion de la chaleur en régime sinusoïdal forcé 67

2.8 Résonance ferromagnétique.....69

2.8.1 L'équation de Landau, Lifshitz et Gilbert pour une couche mince 69

2.8.2 Résolution de l'équation de Landau, Lifshitz et Gilbert pour une couche mince..... 69

2.8.3 Oscillation libre pour une couche mince ferromagnétique en l'absence d'amortissement..... 70

2.8.4 Oscillation libre pour une couche mince ferromagnétique en présence d'amortissement. 71

2.8.5 Puissance absorbée en l'absence d'anisotropie de forme. 72

2.8.6 Conclusion..... 73

2.1 Remarques préliminaires

Ce chapitre contient des éléments de modèle et théorie dont le statut diffère d'un point à l'autre. Certains sont des développements « classiques » et d'autres sont plus originaux et issus d'un travail de réflexion important.

En particulier, les sections 2.2, 2.7 et 2.8 sont des développements standards rappelant des résultats connus sur respectivement le magnétisme d'une couche mince, la loi de Fourier en régime sinusoïdal forcé et la résonance ferromagnétique.

Les sections 2.3, 2.4, 2.5, 2.6 sont des développements plus originaux. La section 2.3 présente le transport anisotrope qui est une spécialité du groupe. La section 2.4 présente un modèle de distribution de mobilité dans les semi-conducteurs et a fait l'objet d'une publication (Madon, Wegrowe, Drouhin, Liu, & Khodaparast, 2016). La section 2.5 traite de la géométrie Corbino et propose une étude de l'équation de transport en géométrie Corbino dans les matériaux ferromagnétiques. Enfin, la partie 2.6 présente un modèle à deux canaux de type « drift-diffusion » permettant de retrouver les équations de Dyakonov-Perel. Il a également fait l'objet d'un article de conférence (Madon, Drouhin, Lacour, & Wegrowe, 2014) sous une forme un peu différente.

2.2 Eléments de magnétisme

Lorsqu'on utilise des matériaux ferromagnétiques il est important de comprendre les états d'aimantations du matériau utilisé. En effet, l'orientation de l'aimantation d'un matériau ne dépend pas seulement du champ magnétique extérieur utilisé pour la manipuler mais aussi de la forme de l'échantillon, du substrat utilisé ou encore de la texture ou de l'orientation cristalline du matériau. Je vais dans ce paragraphe décrire ce dont nous avons eu besoin dans l'interprétation de nos résultats.

2.2.1 Modélisation de l'aimantation

Afin d'obtenir l'orientation de l'aimantation nous noterons $\overrightarrow{M}$ l'aimantation par unité de volume, nous la considérerons uniforme et d'amplitude constante égale à M_s. L'orientation de $\overrightarrow{M}$ est déterminée par un état d'énergie par unité de volume $E(\overrightarrow{M})$ minimum. Dans ce qui suit nous omettrons la mention « par unité de volume » pour l'aimantation et l'énergie. Cette énergie magnétique possède différents termes que nous allons détailler.

2.2.2 Interaction Zeeman

L'énergie la plus simple à laquelle on peut penser est celle d'un dipôle magnétique dans un champ magnétique. Notons la E_Z :

$$E_z = -\mu_0 \overrightarrow{M}.\overrightarrow{H} \qquad (1)$$

Dans ce terme, $\vec{H}$ est le champ magnétique extérieur appliqué. Ce terme décrit l'alignement de l'aimantation sur le champ extérieur. Il est bien minimum lorsqu'aimantation et champ magnétique sont alignés.

2.2.3 Anisotropie de forme et champ dipolaire

Il existe un autre terme à introduire dans l'énergie qui tient compte du fait que l'aimantation crée elle-même un champ magnétique. Dans certains cas, il est responsable de l'apparition de domaines magnétiques, il est alors appelé champ démagnétisant. En restant dans l'hypothèse où l'aimantation est uniforme, on parle plutôt de champ dipolaire. Il est possible de calculer ce terme pour certaines géométries. On peut représenter ce terme correctif par un tenseur d'ordre deux $\overline{\overline{N}}$ et le champ dipolaire est alors égal à : $\vec{H}_d = -\overline{\overline{N}}\vec{M}$ et l'énergie associée E_d est :

$$E_d = -\frac{\mu_0}{2}\vec{M}.\vec{H}_d = \frac{\mu_0}{2}\vec{M}.\left(\overline{\overline{N}}\vec{M}\right) \qquad (2)$$

Dans le cas d'un ellipsoïde, en se plaçant dans le repère des axes principaux de l'ellipsoïde, on peut montrer que le tenseur $\overline{\overline{N}}$ est diagonal et que sa trace est égale à 1 (Osborn, 1945) :

$$\overline{\overline{N}} = \begin{pmatrix} N_x & 0 & 0 \\ 0 & N_y & 0 \\ 0 & 0 & N_z \end{pmatrix} \quad ; \quad N_x + N_y + N_z = 1 \qquad (3)$$

A partir de ce résultat on peut obtenir les tenseurs pour une couche mince et pour un fil infini en faisant tendre une ou deux dimensions de l'ellipse vers l'infini. Physiquement, cela signifie qu'une ou deux des directions principales sont très grandes devant les autres.

Pour une couche mince, on choisit l'axe z perpendiculaire à la couche et on considère la couche infinie dans la direction x et y. Alors, on obtient que $N_x = N_y = 0$ et $N_z = 1$. L'énergie d'anisotropie de forme a alors la forme suivante :

$$E_d = \frac{\mu_0}{2} M_z^2 \qquad (4)$$

Dans cette expression, M_z est la composante perpendiculaire au plan de la couche mince de l'aimantation. Ce terme est positif ou nul et la condition d'annulation est $M_z = 0$. Ceci implique que le terme d'anisotropie de forme tend à garder l'aimantation dans le plan de la couche mince. C'est principalement ce terme dont nous avons eu besoin dans cette thèse car nous avons travaillé uniquement sur des couches minces. $\mu_0 H_d$ est typiquement de l'ordre du tesla dans les échantillons de permalloy et de l'ordre de quelques centaines de militesla pour les échantillons de YIG lorsque l'aimantation est complètement hors du plan de la couche.

Pour un fil cylindrique infini dans la direction de z. x et y sont deux axes perpendiculaires à z et donc perpendiculaires au fil. Alors $N_z = 0$ et pour une raison de symétrie de révolution autour de l'axe z, $N_x = N_y$. Par ailleurs, la relation $N_x + N_y = 1$ implique que $N_x = N_y = 1/2$. On obtient alors la forme suivante pour l'énergie :

$$E_D = \frac{\mu_0}{4}\left(M_x^2 + M_y^2\right) \quad (5)$$

De la même manière que pour la couche mince, on a noté M_x la composante selon l'axe x de l'aimantation, et M_y la composante selon y de l'aimantation. De telle sorte que la somme $M_x^2 + M_y^2$ est la composante de l'aimantation perpendiculaire au fil. En considérant que l'aimantation est d'amplitude fixe on a la relation $M_s^2 = M_x^2 + M_y^2 + M_z^2$ de telle sorte qu'on peut réécrire l'équation 5 en :

$$E_D = \frac{\mu_0}{4}(M_s^2\text{-}M_z^2) \quad (6)$$

L'énergie étant définie à une constante près, on peut finalement écrire :

$$E_D = -\frac{\mu_0}{4}M_z^2 \quad (7)$$

Ce terme est toujours négatif et minimum si $M_z = M_s$ donc si l'aimantation est le long du fil. Par conséquent, dans le cas du fil infini, le champ dipolaire tend à garder l'aimantation le long de l'axe du fil.

De manière plus générale, le terme d'énergie d'anisotropie de forme favorise l'aimantation le long de la direction la plus grande de l'échantillon : dans le plan de la couche mince ou le long du fil.

2.2.4 Anisotropie uniaxiale

Ce terme d'anisotropie peut avoir une multitude d'origines comme par exemple une orientation préférentielle des grains. Nous ne savons pas exactement d'où il provient dans nos échantillons mais c'est un terme dont nous avons eu besoin. Il est appelé anisotropie uniaxiale car il favorise l'alignement selon un axe d'anisotropie $\vec{u}$ par rapport aux autres directions. La forme de l'énergie associée est :

$$E_u = -\frac{\mu_0 H_k}{2M_s}M_u^2 \quad (8)$$

$\mu_0 H_k$ est une constante positive homogène à une induction magnétique caractérisant la force de cette anisotropie et M_u est la projection de l'aimantation sur l'axe dirigé par $\vec{u}$. On observe que cette énergie est toujours négative ou nulle et est minimum si l'aimantation est alignée avec la direction de l'anisotropie uniaxiale. Notons également que l'alignement de l'aimantation selon $\vec{u}$ et $-\vec{u}$ est équivalent.

Cette anisotropie uniaxiale dans le cas du permalloy est faible comparée à l'anisotropie de forme mais est nécessaire pour comprendre les sauts d'aimantations lorsque le champ appliqué est faible (inférieur au militesla).

2.2.5 *Simulation numérique*

On considère une couche mince et on pose l'axe z perpendiculaire à cette couche mince. Le plan de la couche mince est donc le plan xy. Nous allons considérer uniquement les trois termes décrits précédemment : interaction Zeeman entre le champ appliqué et l'aimantation, anisotropie de forme pour la couche mince et anisotropie uniaxiale dans le plan de la couche mince.

L'aimantation étant de norme constante, il est intéressant de la repérer par rapport à deux angles θ et φ. Le champ magnétique appliqué est caractérisé par son amplitude H, et son orientation représentée par deux angles θ_H et φ_H. La direction de l'anisotropie uniaxiale est représentée par un seul angle φ_u et son amplitude H_u (Voir Figure 10).

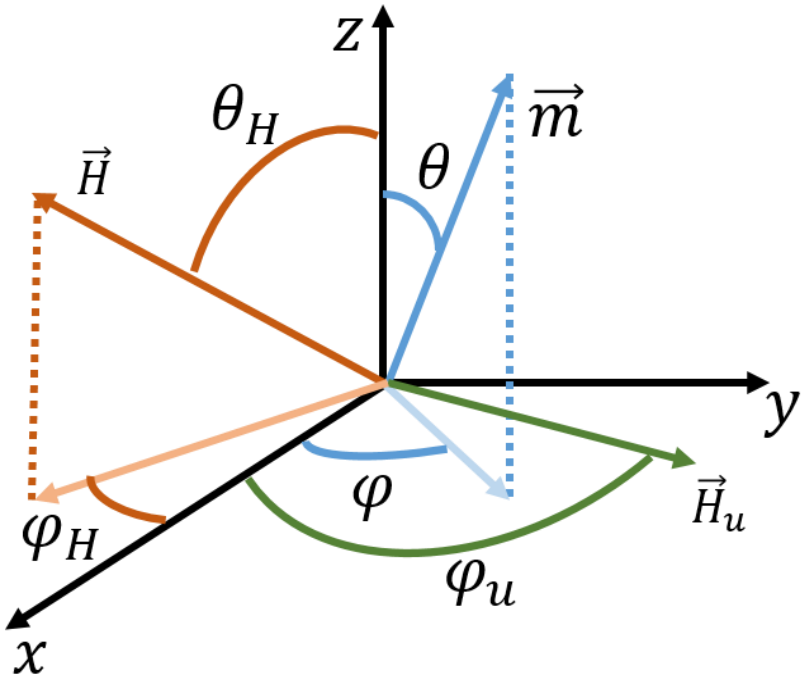


Figure 10 Définition des angles de l'aimantation, du champ et de l'anisotropie uniaxiale. L'axe z est perpendiculaire à la couche mince considérée.

Compte tenu de ces angles on peut facilement écrire l'énergie totale du système :

$$E(\theta,\varphi) = -\mu_0 H M_s(\sin\theta\cos\varphi\sin\theta_H\cos\varphi_H + \sin\theta\sin\varphi\sin\theta_H\sin\varphi_H + \cos\theta\cos\theta_H) + \frac{\mu_0 M_s^2}{2}\cos^2\theta - \frac{\mu_0 K M_s}{2}\cos^2(\varphi-\varphi_u) \quad (9)$$

Le calcul de l'orientation de l'aimantation consiste en la minimisation de cette énergie totale par optimisation numérique. J'ai écrit en Scilab le programme en m'inspirant du programme Mathematica fourni par mon prédécesseur (Pham, 2014). Le cœur du programme est fourni en annexe.

Afin de mieux comprendre le magnétisme de la couche mince uniformément aimantée en présence d'une anisotropie uniaxiale dans le plan de la couche mince, je vais montrer quelques résultats de calculs correspondant aux paramètres magnétiques des couches minces de permalloy utilisées dans notre étude. Les paramètres utilisés sont donnés dans la Table 1.

$\mu_0 M_s$	$\mu_0 H_k$	φ_u
1T	$5\ 10^{-4}$ T	140°

Table 1 Paramètres utilisés dans le calcul des états d'aimantations de la couche mince ferromagnétique.

La Figure 11 montre les composantes selon x (cadran (a)), y (cadran (b)) et z (cadran (c)) de l'aimantation, normalisée par l'aimantation à saturation calculée en fonction du champ magnétique appliqué normalisé à M_s qui correspond à l'amplitude du champ dipolaire lorsque l'aimantation est complètement perpendiculaire au plan de la couche mince. On a tracé ces courbes pour différents angles du champ magnétique θ_H entre 0° (complètement perpendiculaire à la couche mince) et 90° (complètement dans le plan de la couche mince).

On choisit pour chacune de ces simulations $\varphi_H = 0°$ ce qui signifie que lorsque $\theta_H = 90°$ alors le champ est le long de l'axe des x. Le cadran (c) est le plus aisé à comprendre. L'aimantation est tirée en dehors du plan de l'échantillon jusqu'à s'aligner presque complètement avec le champ magnétique appliqué. Lorsque le champ est appliqué complètement en dehors du plan de l'échantillon l'amplitude nécessaire pour que l'aimantation soit aussi complètement en dehors du plan est égale à M_s. Puisque le champ est appliqué dans le plan xz, à fort champ, s'il n'est pas appliqué le long de z il y a une composante de l'aimantation le long de x (cadran (a)). Enfin on observe que la composante de l'aimantation le long de y est presque toujours nulle sauf dans deux conditions : si le champ est faible ou si le champ est appliqué hors du plan (cadran (b)).

Avant de nous intéresser à ce qui se passe à champ faible pour des orientations différentes de 0, analysons ce qui se passe lorsque le champ est appliqué hors plan ($\theta_H = 0°$). Pour comprendre, il est intéressant de regarder l'angle dans le plan en fonction du champ magnétique appliqué normalisé par M_s (Figure 12). On observe alors que cet angle est toujours égal à l'angle correspondant à l'anisotropie uniaxiale (à 180° près). L'absence de composante dans le plan du champ magnétique extérieur implique que l'aimantation tant qu'elle n'est pas complètement hors du plan se met naturellement le long de l'axe d'anisotropie. Le choix entre les deux sens de l'axe est alors aléatoire car les deux sont aussi favorable l'un que l'autre. Dans notre programme, il existe en réalité une petite

composante le long de l'axe x qui fixe un sens plutôt que l'autre. Lorsque l'aimantation est exactement perpendiculaire au plan xy, l'angle φ n'est plus défini. Intéressons-nous maintenant à ce qui se passe à faible champ lorsque le champ magnétique a une composante dans le plan xy.

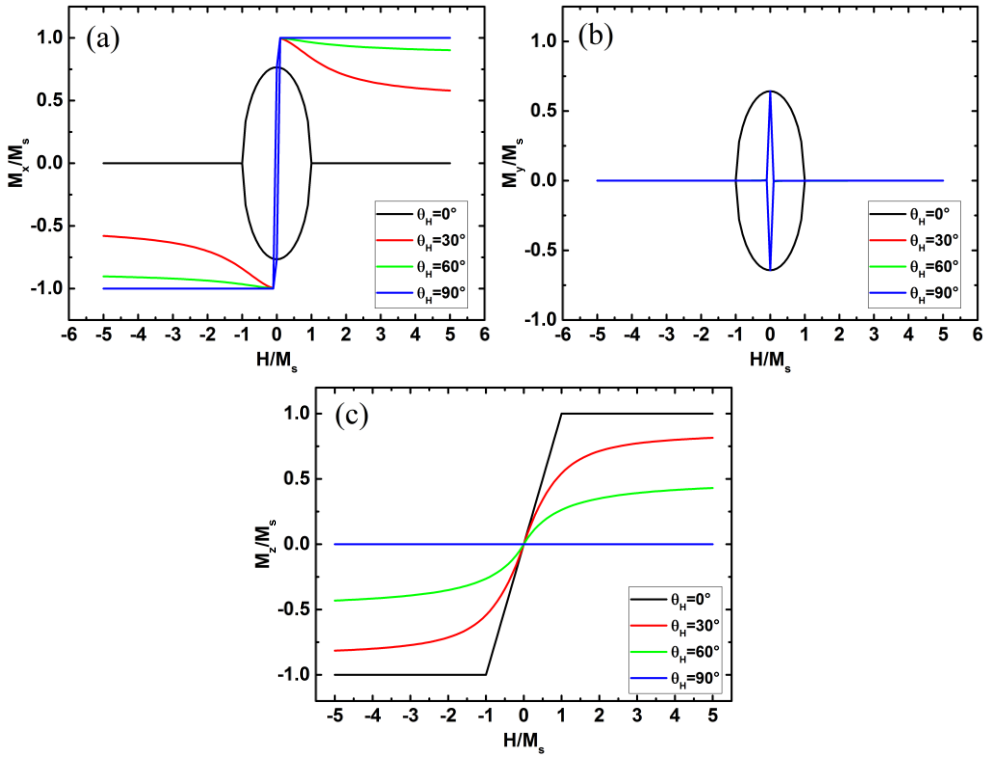


Figure 11 Calcul des composantes de l'aimantation selon (a) l'axe x, (b) l'axe y et (c) l'axe z pour différents angles hors du plan θ_H *du champ magnétique appliqué en fonction de l'amplitude du champ normalisé par* M_s. *L'angle* φ_H *reste égal à 0 (le long de x) pour chacune des simulations.*

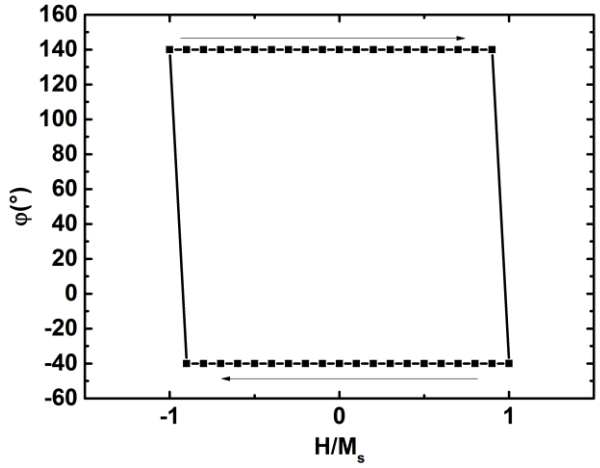


Figure 12 Angle de l'aimantation φ *en fonction du champ magnétique appliqué normalisé par* M_s.*On observe que la composante dans le plan (xy) de l'aimantation lorsque l'aimantation n'est pas encore hors du plan est le long de l'axe d'anisotropie uniaxiale. Lorsque H est supérieur à* M_s *alors l'angle* φ *n'est plus défini puisque la projection de l'aimantation sur le plan (xy) est nulle.*

A champ faible on observe un comportement hystérétique (Figure 13 (a) et (b)) causé par l'anisotropie uniaxiale. Le saut est irréversible et correspond au passage de l'aimantation d'un côté de l'axe d'anisotropie à l'autre. La Figure 13 (c) permet de mieux comprendre ce qu'il se passe. On observe que pour la première partie du balayage (notée 1) pour un champ de $-10H_k$ à $0{,}5H_k$ le long de x, l'aimantation est d'abord presque exactement le long de -x. Ensuite, lorsqu'on diminue le champ appliqué, l'aimantation se rapproche de l'axe d'anisotropie uniaxiale représenté par l'axe bleu. A champ nul, l'aimantation est exactement le long de l'axe d'anisotropie uniaxiale. Ensuite, le champ est appliquée dans le sens positif des x, et l'aimantation s'éloigne de l'axe d'anisotropie uniaxiale mais reste orientée dans le sens négatif de l'axe des x. Il faut un champ de $0{,}5\ H_k$ pour que l'aimantation passe de l'autre côté de l'axe d'anisotropie uniaxiale et se retrouve le long de l'axe vert entre l'axe d'anisotropie et l'axe des x. Ensuite, la partie 2 du balayage commence et l'aimantation s'aligne le long de l'axe des x à mesure qu'on augmente le champ magnétique jusqu'à $10H_k$. La fin du balayage (3 et 4) s'explique exactement de la même manière.

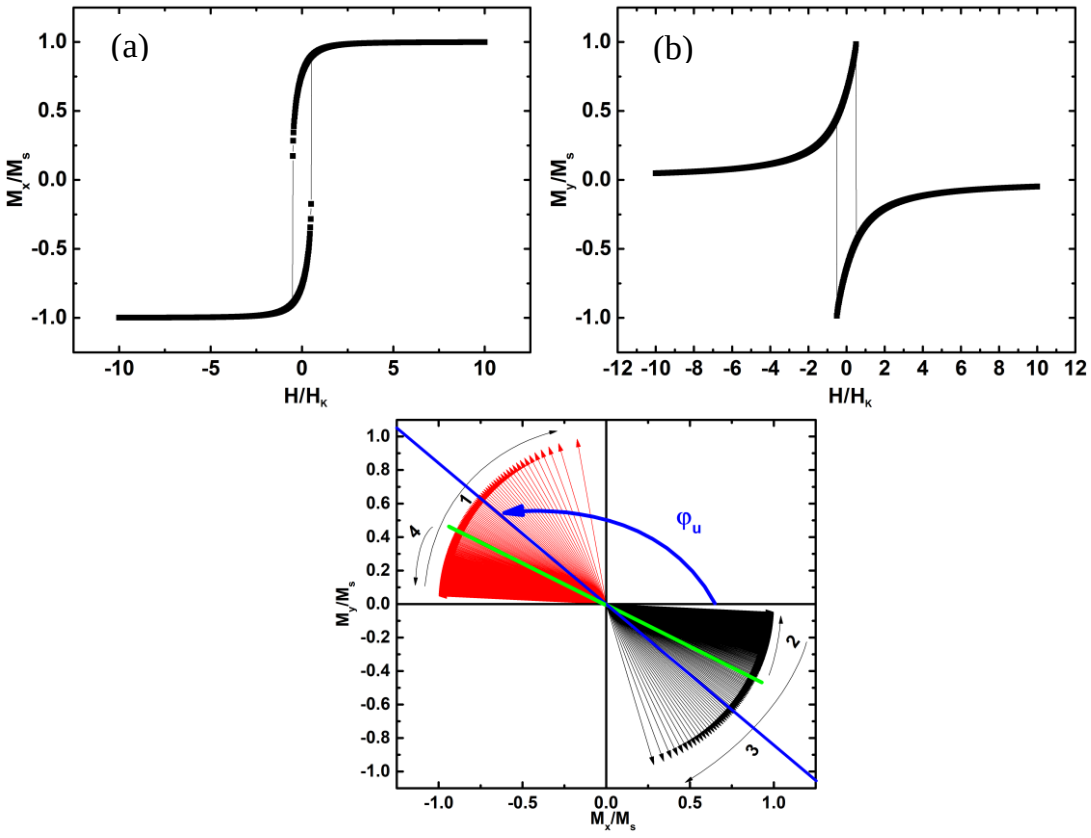


Figure 13 (a) composante selon x de l'aimantation, (b) composante selon y de l'aimantation en fonction du champ magnétique appliqué le long de x et normalisé par l'amplitude de l'anisotropie uniaxiale H_k *(c) orientation de l'aimantation représentée par des flèches dans le plan (xy). Le balayage en champ utilisé pour manipuler l'aimantation correspond à celui des cadrans (a) et (b). Le balayage est le suivant : 1 : champs de -10K à 0,5K ; 2 :champs de 0.5K à 10K ; 3 :champs de 10K à -0,5K et 4 : champs de -0,6K à -10K. L'axe bleu correspond à l'axe de l'anisotropie uniaxiale, tandis que l'axe vert correspond à la position de l'aimantation lors du saut de l'aimantation.*

Ces quelques figures permettent de mieux comprendre l'influence du terme démagnétisant et de l'anisotropie uniaxiale sur l'orientation de l'aimantation. Comme nous le verrons par la suite, la connaissance de l'aimantation est un élément crucial dans l'interprétation des mesures de transport sur les matériaux ferromagnétiques.

2.3 Transport anisotrope

La théorie du transport anisotrope dans les matériaux ferromagnétiques a été décrite dans (Wegrowe, Drouhin, & Lacour, 2014) et doit être vue comme une généralisation de la loi de transport électrique décrite par exemple dans l'article de revue (McGuire & Potter, 1975).

Dans ce paragraphe, nous montrerons dans un premier temps comment on peut avec des arguments de symétrie simples retrouver la loi de transport électrique. Puis dans un second temps nous l'étendrons au transport thermique et au transport thermoélectrique. Ensuite, nous traiterons plus en détails la thermoélectricité et montrerons quelques prédictions supplémentaires obtenues à l'aide des relations de réciprocité d'Onsager. Enfin je ferai une synthèse des points précédents.

2.3.1 Transport électrique anisotrope

Il existe différentes manières d'obtenir l'équation afférente au transport thermique anisotrope. Le point de départ est toujours une relation linéaire entre force et flux découlant du second principe de la thermodynamique. L'obtention de cette équation est standard en physique statistique hors équilibre et je ne la décrirai pas ici. On la trouve par exemple dans (Smith, Janak, & Adler, 1967). Dans le cas du transport électrique anisotrope, la force est de nature électro-chimique et le flux un flux d'électrons (donc un courant électrique). Nous ignorerons dans cette étude la partie chimique et n'allons considérer que la partie électrique. Autrement dit, il s'agit d'écrire dans un premier temps la loi d'Ohm généralisée :

$$\vec{J} = \overline{\overline{\sigma}}\vec{E} \tag{10}$$

Dans cette équation, $\vec{J}$ est la densité de courant électrique, $\vec{E}$ est le champ électrique local et $\overline{\overline{\sigma}}$ est le tenseur des conductivités. On parle de loi d'Ohm généralisée car au lieu d'une conductivité isotrope on introduit un tenseur pouvant être anisotrope. Nous nous intéressons alors à l'effet de l'aimantation du système sur la symétrie du tenseur des conductivités. Pour trouver la forme générale du tenseur des conductivités, deux arguments peuvent être invoqués. Le premier est celui des relations de réciprocité d'Onsager (Onsager, Reciprocal relations in irreversible processes. I., 1931) et (Onsager, Reciprocal relations in irreversible processes. II., 1931). C'est cet argument qui est utilisé dans (Wegrowe, Drouhin, & Lacour, 2014) pour justifier de la forme obtenue. Je prends le parti ici d'utiliser uniquement la symétrie à l'échelle macroscopique du système développée par exemple dans (Vidal, Dewel, & Borckmans, 1994). La première hypothèse à formuler est que le système en l'absence d'aimantation est isotrope. Autrement dit, la seule et unique origine de l'anisotropie est l'aimantation. On ignore complètement la symétrie spatiale du cristal. Choisissons un repère orthonormé (x_M, y_M, z_M) de telle sorte que l'aimantation soit dans la direction de z_M. On peut alors exprimer le tenseur des conductivités dans cette base :

$$\overline{\overline{\sigma}} = \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{xy} & \sigma_{xz} \\ \sigma_{yx} & \sigma_{yy} & \sigma_{yz} \\ \sigma_{zx} & \sigma_{zy} & \sigma_{zz} \end{pmatrix}_{(x_M,y_M,z_M)} \quad (11)$$

La première symétrie est celle d'une rotation d'angle quelconque autour de l'axe z_M de telle sorte que $\sigma_{xz} = \sigma_{zx} = \sigma_{zy} = \sigma_{yz} = 0$ et $\sigma_{xx} = \sigma_{yy}$. La seconde est que le système est invariant par réflexion par rapport au plan xy ce qui donne $\sigma_{xy} = -\sigma_{yx}$ ce qui donne pour le tenseur :

$$\overline{\overline{\sigma}} = \begin{pmatrix} \sigma_0 & \sigma_{AH} & 0 \\ -\sigma_{AH} & \sigma_0 & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_z \end{pmatrix}_{(x_M,y_M,z_M)} \quad (12)$$

Cette matrice peut se réécrire sous la forme vectorielle suivante. Pour cela nous notons $\overrightarrow{m}$ le vecteur unitaire colinéaire à l'aimantation et on obtient :

$$\overline{\overline{\sigma}} = \sigma_0 \overline{\overline{1}} + \Delta\sigma\, \overrightarrow{m}.{}^t\overrightarrow{m} - \sigma_{AH}\overrightarrow{m} \times \quad (13)$$

Dans cette expression, $\Delta\sigma = \sigma_z - \sigma_0$, $\overline{\overline{1}}$ est le tenseur identité, ${}^t\overrightarrow{m}$ est la transposée du vecteur $\overrightarrow{m}$ et $\times$ est le produit vectoriel. Cette expression est celle utilisée dans (McGuire & Potter, 1975) et elle a pour avantage de ne pas dépendre du choix de la base.

La forme simple de l'expression (12) tient au fait qu'on a choisi comme axe des z la direction de l'aimantation. L'utilisation de la forme vectorielle est indépendante du choix de la base mais peu commode. Il est possible de donner la forme générale de la matrice pour une base orthonormée arbitraire.

Soit (x, y, z) une base orthonormée. Dans cette base on peut représenter le vecteur $\overrightarrow{m}$ à l'aide de deux angles θ et φ qui sont respectivement l'angle entre $\overrightarrow{m}$ et l'axe z et l'angle entre la projection de $\overrightarrow{m}$ sur le plan (xy) et l'axe x (Figure 14). On obtient alors les coordonnées de $\overrightarrow{m}$ dans le repère (x, y, z) choisi en fonction des deux angles :

$$\overrightarrow{m} = \begin{pmatrix} \sin\theta\cos\varphi \\ \sin\theta\sin\varphi \\ \cos\theta \end{pmatrix} \quad (14)$$

En injectant cette expression dans (13) on obtient la matrice suivante :

$$\begin{pmatrix} \sigma_0 + \Delta\sigma \sin^2\theta\cos^2\varphi & \frac{\Delta\sigma}{2}\sin^2\theta\sin 2\varphi + \sigma_{AH}\cos\theta & \frac{\Delta\sigma}{2}\cos\varphi\sin 2\theta - \sigma_{AH}\sin\theta\sin\varphi \\ \frac{\Delta\sigma}{2}\sin^2\theta\sin 2\varphi - \sigma_{AH}\cos\theta & \sigma_0 + \Delta\sigma\sin^2\theta\sin^2\varphi & \frac{\Delta\sigma}{2}\sin\varphi\sin 2\theta + \sigma_{AH}\sin\theta\cos\varphi \\ \frac{\Delta\sigma}{2}\cos\varphi\sin 2\theta + \sigma_{AH}\sin\theta\sin\varphi & \frac{\Delta\sigma}{2}\sin\varphi\sin 2\theta - \sigma_{AH}\sin\theta\cos\varphi & \sigma_0 + \Delta\sigma\cos^2\theta \end{pmatrix}_{(x,y,z)} \quad (15)$$

Cette matrice constitue le cœur du transport anisotrope dans les matériaux ferromagnétiques. Il peut être surprenant de partir d'une matrice avec des termes hors diagonaux tels que : $\sigma_{ij} = -\sigma_{ji}$ (équation 12) que l'on peut obtenir par les relations de réciprocité d'Onsager en considérant qu'il s'agit d'une force non

conservative non dissipative et d'obtenir une matrice pour laquelle cette symétrie n'est plus vérifiée (équation 15) et qui possède un coefficient hors diagonal composé d'un terme symétrique et d'un terme antisymétrique. En réalité, la relation de réciprocité d'Onsager : $\bar{\bar{\sigma}}(\vec{m}) = {}^{t}\bar{\bar{\sigma}}(-\vec{m})$ est bel et bien vérifiée. La partie symétrique supplémentaire provient du fait que $\sigma_z \neq \sigma$ et apparait comme un terme pair en $\vec{m}$.

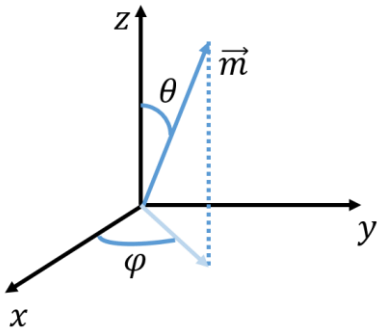


Figure 14 Définition des angles θ *et* φ *permettant de décrire l'orientation de l'aimantation par rapport à un repère orthonormé* (x, y, z) *donné.*

Supposons que l'axe des x est choisi de telle sorte que le courant électrique est selon l'axe des x. Alors on peut observer trois effets selon que l'on mesure la tension selon x ou y et que l'aimantation est dans le plan ou hors du plan (Table 2).

Direction de la mesure	Configuration de $\vec{M}$	Dépendance angulaire	Nom de l'effet
x	variable	$\Delta\sigma \sin^2\theta \cos^2\varphi$	Magnétorésistance anisotrope
y	$\theta = 90°$	$\Delta\sigma/2 \sin 2\varphi$	Effet Hall planaire
y	$\varphi \equiv 0[90°]$	$\sigma_{AH}\cos\theta$	Effet Hall anomal

Table 2 Récapitulatif des effets électriques anisotropes en fonction de la configuration de la mesure.

Parmi ces trois effets, l'effet Hall planaire et l'effet de magnétorésistance anisotrope sont paires en $\vec{m}$ (c'est-à-dire invariant lorsque $\vec{m}$ est changé en $-\vec{m}$). Ils ont la même origine et ne diffèrent que par la configuration de mesure. La magnétorésistance anisotrope est un effet longitudinal au sens ou le courant et la tension sont mesurés dans la même direction. L'effet Hall planaire est un effet transverse au sens où le courant électrique et la tension sont perpendiculaires.

L'effet Hall anomal est un effet impair en $\vec{m}$ (c'est-à-dire que la tension change de signe lorsque $\vec{m}$ est changé en $-\vec{m}$). C'est un effet transverse qui n'a pas d'équivalent longitudinal et a une origine différente des deux autres.

L'ensemble de ces effets est en général lié à des configurations de mesures fixes, mais l'écriture de la matrice dans une base arbitraire montre toute la richesse du champ électrique qui peut apparaitre dans l'échantillon sous l'effet d'un courant

électrique et généralise ces trois effets, en particulier si la direction du courant n'est pas connue par avance comme ce sera le cas pour le transport thermique où plusieurs de ces effets pourraient se mélanger.

Dans les points suivants nous allons étendre cette expression au transport thermique et thermoélectrique.

2.3.2 Extension au transport thermique anisotrope

Le cas le plus simple est maintenant d'étudier le transport anisotrope thermique. En d'autres termes il s'agit de commencer par écrire la relation linéaire entre le courant de chaleur $\vec{J}^{Q}$ et la force associée qui est le gradient de température $\vec{\nabla}T$. On obtient alors la loi de Fourier généralisée :

$$\vec{J}^{Q} = -\bar{\bar{\lambda}}\,\vec{\nabla}T \tag{16}$$

Le coefficient $\bar{\bar{\lambda}}$ est le tenseur des conductivités thermiques. Si on fait les mêmes hypothèses qu'au point précédent (anisotropie uniquement liée à la présence d'une aimantation), alors le tenseur de conductivité thermique doit obéir aux mêmes propriétés que le tenseur de conductivité électrique et on obtient la même forme que celle donnée par l'équation (13) :

$$\bar{\bar{\lambda}} = \lambda_0 \bar{\bar{1}} + \Delta\lambda\, \vec{m}.^{t}\, \vec{m} - \lambda_{ARL} \vec{m} \times \tag{17}$$

Si on reprend les hypothèses ayant permis d'obtenir l'expression du tenseur des conductivités thermiques, on remarque que les deux éléments dont on a besoin sont la loi de Fourier (relation linéaire entre le flux et la force) et l'existence d'un vecteur aimantation. Il n'est en aucun cas nécessaire que le matériau soit un conducteur métallique.

La conductivité thermique a, de la même manière que la conductivité électrique, deux types de termes. Des termes symétrique et antisymétrique par rapport à l'aimantation. Le terme antisymétrique avec un produit vectoriel correspond à ce qui est traditionnellement appelé l'effet Righi-Leduc quand il s'agit du champ magnétique plutôt que de l'aimantation (voir par exemple (Hall, 1925)). Nous avons donc décidé de l'appeler par analogie avec l'effet Hall anomal l'effet Righi-Leduc anomal. De la même manière nous avons nommé les effets provenant du terme symétrique effet Righi-Leduc Planaire et magnétorésistance thermique anisotrope qui sont eux aussi deux facettes du même effet.

Par ailleurs, la notation matricielle prend tout son sens dans le cas du transport thermique car contrairement au courant électrique, il n'existe pas de bon isolant thermique et la direction du courant de chaleur est difficile à contrôler. Il est alors dangereux de postuler sa direction *a priori.* C'est un problème qui a été soulevé dans l'étude de l'état de l'art de l'effet Seebeck de spin au Chapitre 1.2.2 et a

motivé notre étude thermique et l'utilisation de la rotation à la fois dans le plan et hors du plan pour avoir plus d'éléments d'analyse.

Dans le point suivant nous allons finalement revenir sur des métaux et décrire ce qui se passe dans le cas de la thermoélectricité.

2.3.3 Transport thermoélectrique anisotrope

Nous allons traiter dans ce paragraphe de la thermoélectricité. Nous allons dans un premier temps nous référer à l'effet Seebeck et voir que sa généralisation comme dans le cas du transport électrique et thermoélectrique donne la même forme caractéristique du transport anisotrope. Puis nous verrons que considérer les équations de la thermoélectricité issues de la thermodynamique hors équilibre complexifie l'analyse et apporte de nouvelles informations.

2.3.3.1 Effet Seebeck anisotrope, Nernst anomal et Nernst Planaire

Dans l'hypothèse où les variations de température restent petites devant la température absolue du système, et dans l'hypothèse où le courant électrique est nul, on définit le tenseur Seebeck qui relie le champ électrique au gradient de température :

$$\vec{E} = \bar{\bar{S}}\,\vec{\nabla}T \tag{18}$$

Ce tenseur Seebeck $\bar{\bar{S}}$ doit alors obéir aux mêmes relations de symétrie que le tenseur des conductivités électrique et thermique. On obtient alors la forme suivante :

$$\bar{\bar{S}} = S_0\bar{\bar{1}} + \Delta S\,\vec{m}.^t\vec{m}\text{-}S_{AN}\vec{m}\times \tag{19}$$

Il y a à nouveaux un terme symétrique et un terme antisymétrique en $\vec{m}$. Lorsque l'effet est dû au champ magnétique, le terme antisymétrique contenant le produit vectoriel est appelé effet Nernst (Hall, 1925). Par analogie avec le transport anisotrope électrique (et thermique), nous appellerons le coefficient S_{AN} coefficient Nernst anomal. Le terme symétrique donnera quant à lui naissance à l'effet Nernst planaire et à l'effet Seebeck anisotrope.

2.3.3.2 La thermoélectricité du point de vue de la thermodynamique des phénomènes irréversibles.

Cette partie s'inspire largement des chapitre 2 et 3 de (Smith, Janak, & Adler, 1967), nous prendrons d'ailleurs les mêmes notations. Elle décrit de manière plus formelle et plus précise les différents tenseurs de la thermoélectricité, comment ils sont construits ainsi que les relations qu'ils ont entre eux. Cette description n'influe pas sur la description présentée aux points précédents qui s'appuyait sur des argument de symétrie.

Nous allons commencer par considérer qu'il n'existe dans le matériau qu'un seul type de particules chargée, prenons pour simplifier des électrons de charge – e. Commençons par écrire l'énergie interne du système :

$$u = Ts\text{-}P + \mu n\text{-}e\phi n \tag{20}$$

u est l'energie interne par unité de volume, s l'entropie, P la pressions, μ le potentiel chimique, n le nombre d'électrons par unité de volume et ϕ le potentiel électrique. Le premier terme est l'énergie interne due à l'entropie, le second est celle liée aux forces de pression, le troisième est l'énergie des particules dans leur phase chimique provenant de l'interaction des particules et le dernier est l'énergie de la particule dans un potentiel électrique. On peut alors écrire l'entropie par unité de volume :

$$s = \frac{u}{T} + \frac{P}{T}\text{-}\frac{\tilde{\mu}}{T}n \tag{21}$$

$\tilde{\mu} = \mu\text{-}e\phi$ est le potentiel électrochimique. On peut différencier l'entropie et on obtient alors :

$$ds = \frac{du}{T}\text{-}\frac{\tilde{\mu}}{T}dn + ud\left(\frac{1}{T}\right) + d\left(\frac{P}{T}\right)\text{-}d\left(\frac{\tilde{\mu}}{T}\right)n \tag{22}$$

Par ailleurs, on a la relation de Gibbs-Duhem en représentation entropique :

$$ud\left(\frac{1}{T}\right) + d\left(\frac{P}{T}\right)\text{-}nd\left(\frac{\tilde{\mu}}{T}\right) = 0 \tag{23}$$

De telle sorte que la différentielle de l'entropie est :

$$ds = \frac{1}{T}du\text{-}\frac{\tilde{\mu}}{T}dn \tag{24}$$

A ce stade, les quantités extensives en jeu sont l'énergie interne et le nombre de particules. On peut alors définir un courant d'énergie interne $\vec{J}^U$ et de particule $\vec{J}^N$ qui sont égaux à la divergence de la quantité extensive, cela représente le flux de la quantité extensive à travers une surface.

Ces quantités sont conservées en l'absence de source de telle sorte que l'on peut relier la variation de la quantité extensive à son courant par les relations de conservation :

$$\begin{aligned} \vec{\nabla}.\vec{J}^U + \frac{\partial u}{\partial t} &= 0 \\ \vec{\nabla}.\vec{J}^N + \frac{\partial n}{\partial t} &= 0 \end{aligned} \tag{25}$$

Les forces associées au courant d'énergie interne et de particules sont respectivement $\vec{\nabla}(1/T)$ et $\vec{\nabla}(-\tilde{\mu}/T)$ et on peut écrire la production d'entropie sous la forme :

$$g^s = \vec{J}^U.\vec{\nabla}\left(\frac{1}{T}\right) + \vec{J}^N.\vec{\nabla}\left(-\frac{\tilde{\mu}}{T}\right) \tag{26}$$

En pratique, il est difficile de mesurer le flux d'énergie interne. En effet, d'après le premier principe de la thermodynamique la variation d'énergie interne est égale à la somme de la chaleur et du travail. Ainsi, en présence d'une source les charges subissent un travail d'origine électrique et en régime stationnaire la variation d'énergie interne est nulle de telle sorte que la chaleur sortant du système est égale au travail électrique.

On définit le courant de chaleur comme le courant d'énergie interne moins le travail du au courant de charge. On obtient la relation :

$$\vec{J}^Q = \vec{J}^U - \tilde{\mu}\vec{J}^N \tag{27}$$

Il est intéressant d'introduire le courant de chaleur $\vec{J}^Q$ (noté $\vec{Q}$ dans (Smith, Janak, & Adler, 1967)) car c'est ce qui est mesuré en pratique. On introduit également le courant électrique défini simplement par $\vec{J} = -e\vec{J}^N$. Le but est désormais d'obtenir la production d'entropie g^s en fonction de ces deux courants pour trouver les forces qui leur sont associées et ainsi pouvoir appliquer les relations de réciprocité d'Onsager. Pour cela on va ajouter et soustraire $\tilde{\mu}\vec{J}^N.\vec{\nabla}(1/T)$ pour faire apparaitre le courant de chaleur :

$$g^s = \left(\vec{J}^U - \tilde{\mu}\vec{J}^N\right).\vec{\nabla}\left(\frac{1}{T}\right) + \vec{J}^N.\vec{\nabla}\left(-\frac{\tilde{\mu}}{T}\right) + \tilde{\mu}\vec{J}^N.\vec{\nabla}\left(\frac{1}{T}\right)$$

$$g^s = \vec{J}^Q.\nabla\left(\frac{1}{T}\right) - \frac{1}{e}\vec{J}.\left(-\vec{\nabla}\left(\frac{\tilde{\mu}}{T}\right) + \tilde{\mu}\vec{\nabla}\left(\frac{1}{T}\right)\right)$$

$$g^s = \vec{J}^Q.\nabla\left(\frac{1}{T}\right) + \vec{J}.\left(\frac{1}{eT}\vec{\nabla}\tilde{\mu}\right) \text{ car } \vec{\nabla}\left(\frac{\tilde{\mu}}{T}\right) = \frac{\vec{\nabla}(\tilde{\mu})}{T} + \tilde{\mu}\vec{\nabla}\left(\frac{1}{T}\right) \tag{28}$$

On en déduit que les forces associées à $\vec{J}^Q$ et à $\vec{J}$ sont respectivement $\vec{\nabla}(1/T)$ et $\frac{1}{eT}\vec{\nabla}\tilde{\mu}$. On peut maintenant écrire le lien entre flux et force :

$$\begin{aligned} \vec{J} &= \bar{\bar{L}}^{JJ}\frac{1}{eT}\vec{\nabla}\tilde{\mu} + \bar{\bar{L}}^{JQ}\vec{\nabla}\left(\frac{1}{T}\right) \\ \vec{J}^Q &= \bar{\bar{L}}^{QJ}\frac{1}{eT}\vec{\nabla}\tilde{\mu} + \bar{\bar{L}}^{QQ}\vec{\nabla}\left(\frac{1}{T}\right) \end{aligned} \tag{29}$$

Les tenseurs $\bar{\bar{L}}^{JQ}$ et $\bar{\bar{L}}^{QJ}$ couplent la force liée au courant de chaleur avec le courant électrique et respectivement.

Les relations de réciprocité d'Onsager s'appliquent et on obtient trois relations gouvernant la symétrie des tenseurs :

$$\begin{aligned} \bar{\bar{L}}^{JJ}(\vec{M}) &= {}^{t}\,\bar{\bar{L}}^{JJ}(-\vec{M}) \\ \bar{\bar{L}}^{QQ}(\vec{M}) &= {}^{t}\,\bar{\bar{L}}^{QQ}(-\vec{M}) \\ \bar{\bar{L}}^{JQ}(\vec{M}) &= \epsilon^{Q}\epsilon^{J} \quad {}^{t}\bar{\bar{L}}^{QJ}(-\vec{M}) \end{aligned} \tag{30}$$

ϵ^{Q} et ϵ^{J} valent +1 ou -1 en fonction des grandeurs extensives considérées. Dans le cas présent il s'agit de la charge et de la chaleur qui sont invariant par renversement du temps et de l'aimantation et donc $\epsilon^{Q} = \epsilon^{J} = 1$.

Les deux premières relations ont déjà été obtenues dans le cadre du transport anisotrope et de manière plus forte par les symétries du système. En revanche la troisième relation donne une relation entre une mesure de tension sous l'effet d'un courant de chaleur ($\bar{\bar{L}}^{QJ}$) et l'apparition d'un gradient de température sous l'effet d'un courant électrique ($\bar{\bar{L}}^{JQ}$). Elle stipule que les deux tenseurs ne sont pas indépendants et que la connaissance d'un seul des deux permet d'obtenir l'autre. En termes d'effet thermo-magnétique, cela revient à dire qu'il y a proportionnalité entre effet Nernst et effet Ettingshausen (gradient de température transverse sous l'effet d'un courant électrique).

Bien que nous ne nous soyons pas intéressé à ce dernier, on peut prédire son existence et obtenir les effets Ettingshausen planaire et anomal de la même manière que l'on avait les effets Nernst planaire et anomal.

2.3.4 Synthèse

En conclusion, quel que soit le type de transport considéré (électrique, thermique et thermoélectrique) les tenseurs associés ont une forme commune dont la forme est contrainte par les symétries imposées par la présence d'une aimantation.

On obtient alors des gradients de température ou de potentiel électrique longitudinaux, au sens où ils sont colinéaires au courant, qui dépendent de la direction de l'aimantation : effet de magnétorésistance (thermique) anisotrope et magneto-Seebeck anisotrope. J'attire l'attention sur le fait que longitudinal ici n'a rien à voir avec l'effet spin Seebeck longitudinal (Uchida K. I., et al., 2010) qui est en réalité un effet transverse dans la mesure où le courant de chaleur imposé et la tension mesurée sont dans des directions perpendiculaires l'une de l'autre. Il a été qualifié de longitudinal car le courant de chaleur de le courant de spin étaient colinéaires.

On obtient également deux types d'effets transverses, au sens où les gradients résultants sont perpendiculaires à la contrainte imposée. Un premier est pair en aimantation, il s'agit des effets Hall, Righi-Leduc et Nernst planaire. Son origine est la même que l'effet longitudinal associé et est régie par le même coefficient. Le second est impair en aimantation et provient d'un autre terme, il s'agit des effets Hall, Righi-Leduc et Nernst anomaux.

La Table 3 résume les effets attendus en fonction du type de transport, de la parité de l'effet.

	Géométrie	Parité	Coefficient	Nom de l'effet
Electrique	Longitudinale	Paire	$\Delta\sigma$	Magnétorésistance anisotrope
	Transverse	Paire	$\Delta\sigma$	Effet Hall planaire
		Impaire	σ_{AH}	Effet Hall anomal
Thermique	Longitudinale	Paire	$\Delta\lambda$	Magnétorésistance thermique anisotrope
	Transverse	Paire	$\Delta\lambda$	Effet Righi-Leduc Planaire
		Impaire	λ_{ARL}	Effet Righi-Leduc Anomal
Thermoélectrique	Longitudinale	Paire	ΔS	Effet Seebeck anisotrope
	Transverse	Paire	ΔS	Effet Nernst planaire
		Impaire	S_N	Effet Nernst Anomal

Table 3 Récapitulatif des effets en fonction de la géométrie, de leur parité par rapport à l'aimantation et du coefficient qui leur correspond

2.4 Influence d'une distribution de mobilité sur les propriétés de transport des semi-conducteurs.

Le modèle que nous allons proposer dans cette partie permet de rendre compte de non-linéarités de l'effet Hall et par extension de l'effet Nernst. Il nous a été utile dans le cadre de nos mesures réalisées sur InSb (Madon, Wegrowe, Drouhin, Liu, & Khodaparast, 2016). C'est un semi-conducteur possédant une bande interdite dite « étroite » et connu pour sa forte mobilité.

2.4.1 Equation de transport en présence d'un champ magnétique pour un seul type de porteur

Etudions dans un premier temps l'effet du champ magnétique dans un modèle de type Drude tiré de (Smith R. A., 1978). Ce modèle s'applique à un semi-conducteur isotrope.

On considère un électron de charge -e et de masse m soumis à l'action d'un champ électrique $\vec{E}$ et magnétique $\vec{B}$. Sous l'action du champ électromagnétique l'électron va subir une force $\vec{F} = -e\left(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}\right)$ avec $\vec{v}$ la vitesse de cet électron. On peut par conséquent écrire l'équation du mouvement :

$$m\frac{d\vec{v}}{dt} = -e\left(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}\right) \tag{31}$$

Considérons que le mouvement de l'électron est contraint dans le plan (xy) et que le champ magnétique B_0 est appliqué perpendiculairement à ce plan, donc dans la direction (0z). L'équation (31) projetée sur x et y devient :

$$\begin{aligned} m\frac{dv_x}{dt} &= -eE_x - ev_yB_z \\ m\frac{dv_y}{dt} &= -eE_y + ev_xB_z \end{aligned} \tag{32}$$

On définit alors la fréquence cyclotron $\omega = \frac{eB_0}{m}$ et les indices x et y représentent la composante du vecteur sur l'axe (0x) et (0y) respectivement. Le système d'équation (32) se résout facilement en passant dans le plan complexe et en posant $Z = v_x + iv_y$.

On obtient une équation différentielle du premier ordre portant sur Z :

$$\frac{dZ}{dt} = -\frac{e}{m}\overline{E} + i\omega Z \tag{33}$$

Nous avons introduit dans l'équation (33) la notation $\overline{E} = E_x + iE_y$.

On obtient alors pour Z :

$$Z = Z_0 \exp(i\omega t) + \frac{e}{m}\frac{\bar{E}}{i\omega}(1 - \exp(i\omega t)) \tag{34}$$

Maintenant il faut introduire les collisions dans le modèle. Pour cela, nous considérons qu'après une collision, l'électron a en moyenne une vitesse nulle. Cela signifie que lors d'une collision l'électron peut partir dans n'importe quelle direction. Nous allons également faire l'hypothèse que le champ magnétique et la vitesse des électrons n'ont pas d'influence sur la collision et sur le temps moyen τ entre deux collisions. Autrement dit, τ est indépendant de $\vec{v}$ et de B_0. Si on considère que chacune des collisions est indépendante et ne dépend pas de l'historique de la particule alors la densité de probabilité pour une particule de ne pas avoir subi de collision à un instant t après la dernière collision est :

$$\frac{1}{\tau}\exp -\frac{t}{\tau} \tag{35}$$

Considérons d'abord le cas où une collision vient de se produire pour déterminer la valeur de Z_0.

$$Z(t = 0^+) = Z_0 \tag{36}$$

On obtient en moyennant sur tous les électrons :

$$< Z_0 > = Z_0 = 0 \tag{37}$$

Maintenant que l'on a obtenu la moyenne sur tous les électrons de Z_0 on peut l'utiliser et calculer la vitesse moyenne des électrons considérés en sommant sur tous les électrons. On repère alors chaque électron par rapport au temps depuis lequel il n'a pas subi de collision. On obtient :

$$< Z > = \frac{1}{\tau}\int_0^\infty Z \exp -\frac{t}{\tau} dt$$

$$< Z > = \frac{1}{\tau}\int_0^\infty \left(\frac{e}{m}\frac{\bar{E}}{i\omega}(1 - \exp(i\omega t))\right) \exp -\frac{t}{\tau} dt$$

$$< Z >= \left(\frac{e}{m}\frac{\bar{E}}{i\omega}\right)\left[\frac{-1}{i\omega\tau - 1}\exp\left(i\omega t - \frac{t}{\tau}\right)\right]_0^\infty + \frac{e}{m}\frac{\bar{E}}{i\omega}\left[\exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)\right]_0^\infty$$

$$< Z >= -\frac{e\tau}{m}\left(\frac{1}{(\omega\tau)^2 + 1}E_x - \frac{\omega\tau}{(\omega\tau)^2 + 1}E_y\right) - i\frac{e\tau}{m}\left(\frac{\omega\tau}{(\omega\tau)^2 + 1}E_x + \frac{1}{(\omega\tau)^2 + 1}E_y\right) \tag{38}$$

On obtient alors la densité de courant $\bar{J} = J_x + iJ_y$ en multipliant la vitesse moyenne par la densité de porteur n et la charge du porteur -e :

$$\bar{J} = -ne < Z > \tag{39}$$

On identifie alors la partie réelle et la partie imaginaire dans (39) pour trouver les équations du transport :

$$J_x = \frac{ne^2\tau}{m}\left(\frac{1}{(\omega\tau)^2+1}E_x - \frac{\omega\tau}{(\omega\tau)^2+1}E_y\right) \tag{40}$$

$$J_y = \frac{ne^2\tau}{m}\left(\frac{\omega\tau}{(\omega\tau)^2+1}E_x + \frac{1}{(\omega\tau)^2+1}E_y\right) \tag{41}$$

On peut identifier les coefficients avec ceux d'un tenseur correspondant au tenseur de conductivité électrique :

$$\bar{\bar{\sigma}} = \begin{pmatrix}\sigma_{xx}\sigma_{xy}\\ \sigma_{yx}\sigma_{yy}\end{pmatrix} \tag{42}$$

Il est définit par la relation : $\vec{J} = \bar{\bar{\sigma}}\vec{E}$ et on obtient :

$$\sigma_{xx}(B_0) = \sigma_{yy}(B_0) = \sigma = \frac{ne^2\tau}{m}\frac{1}{(\omega\tau)^2+1} = \frac{ne^2\tau}{m}\frac{1}{\left(\frac{eB_0\tau}{m}\right)^2+1} \tag{43}$$

$$\sigma_{xy}(B_0) = -\sigma_{yx}(B_0) = \sigma_B = -\frac{ne^2\tau}{m}\frac{\omega\tau}{(\omega\tau)^2+1} = -\frac{ne^2\tau}{m}\frac{\frac{eB_0\tau}{m}}{\left(\frac{eB_0\tau}{m}\right)^2+1} \tag{44}$$

On peut de manière équivalente définir un tenseur de résistivité $\bar{\bar{\rho}} = \bar{\bar{\sigma}}^{-1}$. Les coefficients du tenseur des résistivités s'expriment alors en fonction de ceux du tenseur de conductivité et on a les relations générales de l'inversion de matrice :

$$\begin{aligned}\rho_{xx} &= \frac{\sigma_{xx}}{\sigma_{xx}\sigma_{yy}-\sigma_{xy}\sigma_{yx}}\\ \rho_{yy} &= \frac{\sigma_{xx}}{\sigma_{xx}\sigma_{yy}-\sigma_{xy}\sigma_{yx}}\\ \rho_{xy} &= \frac{-\sigma_{xy}}{\sigma_{xx}\sigma_{yy}-\sigma_{xy}\sigma_{yx}}\\ \rho_{yx} &= \frac{-\sigma_{yx}}{\sigma_{xx}\sigma_{yy}-\sigma_{xy}\sigma_{yx}}\end{aligned} \tag{45}$$

Compte tenu de la valeur des coefficients on obtient pour les coefficients diagonaux de $\bar{\bar{\rho}}$:

$$\rho_{xx} = \rho_{yy} = \rho = \frac{\frac{ne^2\tau}{m}\frac{1}{(\omega\tau)^2+1}}{\left(\frac{ne^2\tau}{m}\frac{1}{(\omega\tau)^2+1}\right)^2 + \left(\frac{ne^2\tau}{m}\frac{\omega\tau}{(\omega\tau)^2+1}\right)^2}$$

$$\rho = \frac{1}{\frac{ne^2\tau}{m}\frac{1}{(\omega\tau)^2+1}}\frac{1}{1+(\omega\tau)^2}$$

$$\rho = \frac{m}{ne^2\tau} \tag{46}$$

Malgré un coefficient diagonal de conductivité qui dépend du champ magnétique appliqué, la résistivité ne dépend pas du champ magnétique appliqué. Ceci s'explique par le fait que dans le calcul de la résistivité ρ, les coefficients hors-diagonaux de la conductivité interviennent. On observe également qu'à champ nul, alors on a simplement : $\sigma = 1/\rho$

On peut également calculer le coefficient hors-diagonal de $\bar{\bar{\rho}}$:

$$\rho_{xy} = -\rho_{yx} = \rho_B = \frac{\frac{ne^2\tau}{m}\frac{\omega\tau}{(\omega\tau)^2+1}}{\left(\frac{ne^2\tau}{m}\frac{1}{(\omega\tau)^2+1}\right)^2 + \left(\frac{ne^2\tau}{m}\frac{\omega\tau}{(\omega\tau)^2+1}\right)^2}$$

$$\rho_B = \frac{1}{\frac{ne^2\tau}{m}\frac{1}{(\omega\tau)^2+1}}\frac{\omega\tau}{1+(\omega\tau)^2} = \frac{m}{ne^2}\omega$$

$$\rho_B = -\frac{1}{ne}B_0 \tag{47}$$

La résistivité de Hall ρ_B est une fonction linéaire du champ appliqué alors que les conductivités n'étaient pas linéaires. L'origine est à nouveau une simplification lors de l'inversion du tenseur de conductivité.

Nous avons dans cette partie obtenu l'équation du transport dans le cas simple d'un semi-conducteur isotrope dont le temps moyen entre deux collisions ne dépend ni du courant ni du champ magnétique. Nous allons maintenant nous intéresser à ce qui se passe quand plusieurs types de porteurs sont présents.

2.4.2 Equation du transport en présence d'un champ magnétique pour plusieurs types de porteur.

Nous allons supposer dans cette partie qu'il existe, dans le matériau, différents types de porteur et que ceux-ci n'interagissent pas. Nous ne nous intéresserons pas non plus à des effets de la diffusion qu'il faudrait prendre en compte par exemple pour traiter d'une jonction p-n ou d'un contact avec un métal. Nous ne nous intéressons qu'à l'entrainement par un champ électrique appliqué. Par conséquent chaque population de porteurs est soumise au même champ électrique $\vec{E}$. Sous l'action de ce champ électrique elles sont mises en mouvement et il y a l'apparition d'un courant de ce porteur. On va supposer que tous ces porteurs sont des électrons

de charge –e. Si on indice par k les porteurs, on peut introduire la mobilité $\mu_k = \frac{e\tau_k}{m_k}$ et la densité de porteur n_k du porteur k.

Pour chaque canal k on peut écrire le courant $\vec{J}_k$ généré par le champ électrique :

$$\vec{J}_k = \bar{\bar{\sigma}}_k \vec{E} \tag{48}$$

En utilisant les expressions obtenues au point précédent on obtient :

$$\bar{\bar{\sigma}}_k = e n_k \mu_k \begin{pmatrix} \frac{1}{(\mu_k B_0)^2 + 1} & \frac{\mu_k B_0}{(\mu_k B_0)^2 + 1} \\ -\frac{\mu_k B_0}{(\mu_k B_0)^2 + 1} & \frac{1}{(\mu_k B_0)^2 + 1} \end{pmatrix} \tag{49}$$

Ajoutons que le semi-conducteur est dopé avec une densité de donneur N_d. La probabilité d'un électron pris au hasard d'être de type k est donc : $p_k = n_k/N_d$. On peut alors remplacer n_k dans (49), on obtient :

$$\bar{\bar{\sigma}}_k = e\, p_k\, N_d\, \mu_k \begin{pmatrix} \frac{1}{(\mu_k B_0)^2 + 1} & \frac{\mu_k B_0}{(\mu_k B_0)^2 + 1} \\ -\frac{\mu_k B_0}{(\mu_k B_0)^2 + 1} & \frac{1}{(\mu_k B_0)^2 + 1} \end{pmatrix} \tag{50}$$

Il reste maintenant à obtenir le courant total $\vec{J}$ en sommant sur tous les canaux de transport :

$$\vec{J} = \sum_k \vec{J}_k = \sum_k e\, p_k\, N_d\, \mu_k \begin{pmatrix} \frac{1}{(\mu_k B_0)^2 + 1} & \frac{\mu_k B_0}{(\mu_k B_0)^2 + 1} \\ -\frac{\mu_k B_0}{(\mu_k B_0)^2 + 1} & \frac{1}{(\mu_k B_0)^2 + 1} \end{pmatrix} \vec{E} \tag{51}$$

On peut de la même manière qu'au point précédent définir le tenseur des résistivités $\bar{\bar{\rho}}$ en inversant cette matrice. En reprenant les notations du point précédent on obtient :

$$\rho = \frac{\sum_k \frac{e\, p_k\, N_d\, \mu_k}{(\mu_k B_0)^2 + 1}}{\left(\sum_k \frac{e\, p_k\, N_d\, \mu_k}{(\mu_k B_0)^2 + 1}\right)^2 + \left(\sum_k \frac{e\, p_k\, N_d\, \mu_k^2 B_0}{(\mu_k B_0)^2 + 1}\right)^2} \tag{52}$$

$$\rho_b = \frac{\sum_k \frac{e\, p_k\, N_d\, \mu_k^2 B_0}{(\mu_k B_0)^2 + 1}}{\left(\sum_k \frac{e\, p_k\, N_d\, \mu_k}{(\mu_k B_0)^2 + 1}\right)^2 + \left(\sum_k \frac{e\, p_k\, N_d\, \mu_k^2 B_0}{(\mu_k B_0)^2 + 1}\right)^2} \tag{53}$$

La première remarque est que la résistivité, ρ dépend maintenant du champ magnétique qui ne se simplifie plus pendant l'inversion. Deuxièmement, ρ_b n'est plus linéaire en champ mais est une fonction compliquée du champ magnétique.

Travaillons maintenant ces expressions pour les rendre plus faciles à utiliser et développons les dans l'hypothèse où pour tous k, $\mu_k B_0 \ll 1$.

$$\sum_k \frac{p_k \mu_k}{(\mu_k B_0)^2 + 1} = \frac{\sum_k p_k \mu_k \prod_{l \neq k}((\mu_l B_0)^2 + 1)}{\prod_k((\mu_k B_0)^2 + 1)}$$

$$\prod_k((\mu_k B_0)^2 + 1) = D$$

$$\prod_{l \neq k}((\mu_l B_0)^2 + 1) \approx 1 + \left(\sum_{l \neq k} \mu_l^2\right) B_0^2 = 1 + \left(\sum_l \mu_l^2\right) B_0^2 \text{-} \mu_k^2 B_0^2$$

$$\sum_k \frac{p_k \mu_k}{(\mu_k B_0)^2 + 1} \approx \frac{\sum_k p_k \mu_k \left(1 + \left(\sum_l \mu_l^2\right) B_0^2 \text{-} \mu_k^2 B_0^2\right)}{D}$$

$$\sum_k \frac{p_k \mu_k}{(\mu_k B_0)^2 + 1} \approx \frac{1}{D}\left(\sum_k p_k \mu_k + \left[\sum_k p_k \mu_k \sum_l \mu_l \text{-} \sum_k \mu_k^2\right] B_0^2\right) \quad (54)$$

Introduisons la mobilité moyenne et les moment d'ordre 2 $< \mu^2 >$, 3 $< \mu^3 >$ et 4 $< \mu^4 >$ ainsi que la norme des mobilités qui est la somme non pondérée des carrés des mobilités de chacun des type de porteur :

$$< \mu >= \sum_k p_k \mu_k$$

$$< \mu^2 >= \sum_k p_k \mu_k^2$$

$$< \mu^3 >= \sum_k p_k \mu_k^3 \quad (55)$$

$$< \mu^4 >= \sum_k p_k \mu^4$$

$$\|\mu\|^2 = \sum_k \mu_k^2$$

On peut injecter la valeur moyenne de la mobilité et le moment d'ordre 3 dans (54) et on obtient :

$$\sum_k \frac{p_k \mu_k}{(\mu_k B_0)^2 + 1} \approx \frac{1}{D}(< \mu > + [< \mu > \|\mu\|^2 \text{-} < \mu^3 >] B_0^2) \quad (56)$$

On a gardé dans cette expression que les termes ayant un ordre maximum 2 en B_0.

Les moments d'ordre 2 et 4 n'interviennent pas dans cette expression mais seront utiles pour l'autre terme à calculer :

$$\sum_k \frac{p_k \mu_k^2}{(\mu_k B_0)^2 + 1} \approx \frac{1}{D} \sum_k p_k \mu_k^2 \left(1 + \left(\sum_l \mu_l^2\right) B_0^2 \text{-} \mu_k^2 B_0^2\right)$$

$$\sum_k \frac{p_k \mu_k^2}{(\mu_k B_0)^2 + 1} \approx \frac{1}{D} (< \mu^2 > + [< \mu^2 > \|\mu\|^2 \text{-} < \mu^4 >] B_0^2) \qquad (57)$$

On peut maintenant insérer les relations (57) et (56) dans (52):

$$\rho = \frac{D}{eN_d} \frac{(< \mu > + [< \mu > \|\mu\|^2 \text{-} < \mu^3 >] B_0^2)}{((< \mu > + [< \mu > \|\mu\|^2 \text{-} < \mu^3 >] B_0^2))^2 + ((< \mu^2 > B_0 + [< \mu^2 > \|\mu\|^2 \text{-} < \mu^4 >] B_0^3))^2}$$

$$\rho = \frac{D}{eN_d < \mu >} \frac{\left(1 + \left[\|\mu\|^2 \text{-} \frac{< \mu^3 >}{< \mu >}\right] B_0^2\right)}{\left(1 + \left[2\|\mu\|^2 \text{-} 2\frac{< \mu^3 >}{< \mu >} + \frac{< \mu^2 >^2}{< \mu >^2}\right] B_0^2\right)}$$

$$\rho = \frac{D}{eN_d < \mu >} \left(1 + \left[\|\mu\|^2 \text{-} \frac{< \mu^3 >}{< \mu >}\right] B_0^2\right) \left(1 \text{-} \left[2\|\mu\|^2 \text{-} 2\frac{< \mu^3 >}{< \mu >} + \frac{< \mu^2 >^2}{< \mu >^2}\right] B_0^2\right)$$

$$\rho = \frac{D}{eN_d < \mu >} \left(1 \text{-} \left[\|\mu\|^2 \text{-} \frac{< \mu^3 >}{< \mu >} + \frac{< \mu^2 >^2}{< \mu >^2}\right] B_0^2\right) \qquad (58)$$

De plus, $D \approx 1 + \|\mu\|^2 B_0^2$ de sorte que :

$$\rho = \frac{1 + \|\mu\|^2 B_0^2}{eN_d < \mu >} \left(1 \text{-} \left[\|\mu\|^2 \text{-} \frac{< \mu^3 >}{< \mu >} + \frac{< \mu^2 >^2}{< \mu >^2}\right] B_0^2\right)$$

$$\rho = \frac{1}{eN_d < \mu >} \left(1 + \left[\frac{< \mu^3 >}{< \mu >} \text{-} \frac{< \mu^2 >^2}{< \mu >^2}\right] B_0^2\right) \qquad (59)$$

Cette expression est à comparer avec l'expression (46) (avec pour rappel $= e\tau/m$). Il est intéressant de remarquer qu'à champ nul, on retrouve la même résistivité avec en guise de mobilité, la mobilité moyenne. En revanche, la résistivité dépend dorénavant du champ magnétique appliqué, et la simplification qui avait lieu pour un type de porteur n'opère plus. Calculons maintenant la résistivité de Hall ρ_b.

$$\rho_b = \frac{\sum_k \frac{e\, p_k\, N_d\, \mu_k^2 B_0}{(\mu_k B_0)^2 + 1}}{\left(\sum_k \frac{e\, p_k\, N_d\, \mu_k}{(\mu_k B_0)^2 + 1}\right)^2 + \left(\sum_k \frac{e\, p_k\, N_d\, \mu_k^2 B_0}{(\mu_k B_0)^2 + 1}\right)^2}$$

$$\rho_b = \frac{DB_0}{eN_d} \frac{<\mu^2>}{<\mu>^2} \frac{\left(1 + \left[\|\mu\|^2 - \frac{<\mu^4>}{<\mu^2>}\right] B_0^2\right)}{1 + \left[2\|\mu\|^2 - 2\frac{<\mu^3>}{<\mu>} + \frac{<\mu^2>^2}{<\mu>^2}\right] B_0^2}$$

$$\rho_b = \frac{B_0 D}{eN_d} \frac{<\mu^2>}{<\mu>^2} \left(1 - \left[2\|\mu\|^2 - 2\frac{<\mu^3>}{<\mu>} + \frac{<\mu^2>^2}{<\mu>^2}\right] B_0^2\right) \left(1 + \left[\|\mu\|^2 - \frac{<\mu^4>}{<\mu^2>}\right] B_0^2\right)$$

$$\rho_b = \frac{B_0}{eN_d} \frac{<\mu^2>}{<\mu>^2} \left(1 - \left[\frac{<\mu^4>}{<\mu^2>} + \frac{<\mu^2>^2}{<\mu>^2} - 2\frac{<\mu^3>}{<\mu>}\right] B_0^2\right) \tag{60}$$

Cette expression doit être comparée à (44). On remarque que pour un seul type de porteur les moments d'ordres supérieurs se limitent à la puissance de la mobilité moyenne ($<\mu^k> = <\mu>^k$). On obtient alors bien la même chose. On remarque aussi que dans le cas à plusieurs porteurs les termes d'ordre supérieur en B_0 ne se simplifient plus et la résistivité de Hall n'est plus linéaire en champ. Avant de conclure et de discuter un peu plus ces expressions, faisons une dernière hypothèse concernant la distribution de porteurs. Supposons que la distribution de porteurs est Gaussienne avec une valeur moyenne μ et un écart-type $\Delta\mu$. Une des propriétés de la distribution gaussienne est que l'on peut exprimer les moments d'ordre supérieurs en fonction de la moyenne et de l'écart-type:

$$\begin{aligned} <\mu^2> &= \mu^2 \left(1 + \left(\frac{\Delta\mu}{\mu}\right)^2\right) \\ <\mu^3> &= \mu^3 \left(1 + 3\left(\frac{\Delta\mu}{\mu}\right)^2\right) \\ <\mu^4> &= \mu^4 \left(1 + 6\left(\frac{\Delta\mu}{\mu}\right)^2 + 3\left(\frac{\Delta\mu}{\mu}\right)^4\right) \end{aligned} \tag{61}$$

On insère maintenant ces relations dans les équations (59) et (60). On ne garde que le premier ordre non nul en $\Delta\mu B_0$ et on suppose que par ailleurs $\left(\frac{\Delta\mu}{\mu}\right)^2 \ll 1$:

$$\rho = \frac{1}{eN_d\mu} \left(1 + \mu^2 \left[\left(1 + 3\left(\frac{\Delta\mu}{\mu}\right)^2\right) - \left(1 + \left(\frac{\Delta\mu}{\mu}\right)^2\right)^2\right] B_0^2\right)$$

$$\rho \approx \frac{1}{eN_d\mu} (1 + \Delta\mu^2 B_0^2) \tag{62}$$

Et :

$$\rho_b = \frac{B_0}{eN_d}\left(1+\left(\frac{\Delta\mu}{\mu}\right)^2\right)\left(1\text{-}\mu^2\left[\frac{\left(1+6\left(\frac{\Delta\mu}{\mu}\right)^2+3\left(\frac{\Delta\mu}{\mu}\right)^4\right)}{\left(1+\left(\frac{\Delta\mu}{\mu}\right)^2\right)}+\left(1+\left(\frac{\Delta\mu}{\mu}\right)^2\right)^2\text{-}2\left(1+3\left(\frac{\Delta\mu}{\mu}\right)^2\right)\right]B_0^2\right)$$

$$\rho_b \approx \frac{B_0}{eN_d}(1\text{-}\Delta\mu^2 B_0^2) \qquad (63)$$

On observe dans les deux cas un terme correctif extrêmement simple proportionnel à $(\Delta\mu B_0)^2$. En conclusions nous avons une résistivité de Hall qui n'est plus linéaire en champ et l'origine de cette non-linéarité est la présence d'une distribution de mobilités pour les porteurs (que pour simplifier nous avons pris gaussienne).

2.4.3 Résumé de 2.4.1 et 2.4.2 et conclusion

Pour résumer nous sommes partis d'un modèle à un seul type de porteur au point précédent avec un temps de relaxation indépendant du champ et une masse effective isotrope. Nous avions trouvé que la résistivité était indépendante du champ (équation (46)) et que la résistivité de Hall était linéaire en champ (équation (47)). Puis en gardant ces hypothèses nous avons introduit une distribution de mobilité gaussienne pour les porteurs. Nous avons alors obtenu au premier ordre en $(\Delta\mu B_0)^2$ les expressions (62) et (63). Dans ces expressions on obtient une magnétorésistance dont la seule origine est l'existence d'une distribution de mobilité et une résistivité de Hall dont la non-linéarité (cubique en B_0) a également pour unique origine la distribution de mobilité des porteurs. Le premier terme correctif s'interprète pour une distribution Gaussienne comme l'écart-type de la distribution.

Nous allons voir dans la suite comment ce modèle nous a permis de mieux comprendre nos mesures sur InSb.

2.5 L'effet Hall en géométrie Corbino

La géométrie Corbino est celle d'un anneau. Nous allons voir quel est l'originalité de cette géométrie par rapport aux géométries en croix ou en barreau habituelles. Reprenons dans un premier temps les équations du transport électrique en présence d'un champ magnétique.

2.5.1 Deux représentations équivalentes du transport électrique

Comme nous l'avons vu au point précédent il est possible de représenter le transport électrique à l'aide soit du tenseur des résistivités $\bar{\bar{\rho}}$, soit du tenseur des conductivités $\bar{\bar{\sigma}}$:

$$\vec{E} = \bar{\bar{\rho}}\vec{J} \qquad (64)$$
$$\vec{J} = \bar{\bar{\sigma}}\vec{E} \text{ Avec } \bar{\bar{\sigma}} = \bar{\bar{\rho}}^{-1}$$

Supposons dans un premier temps que le tenseur des résistivités à champ magnétique $\vec{B}$ non-nul est connu et égal à :

$$\bar{\bar{\rho}} = \rho_0 \bar{\bar{1}} + \tilde{\rho}_b \vec{B} \times \qquad (65)$$

ρ_0 est la résitivité isotrope que nous nommerons simplement résistivité et on suppose ici qu'elle ne dépend pas du champ magnétique, $\tilde{\rho}_b$ est la résistivité de Hall que l'on suppose également ne pas dépendre du champ magnétique. Le tilde se réfère au fait qu'il s'agit de la résistivité transverse par unité de champ magnétique, de telle sorte que par rapport au chapitre précédent $\tilde{\rho}_B B = \rho_b$. Alors le tenseur des conductivités est égal à :

$$\bar{\bar{\sigma}} = \frac{\rho_0}{\rho_0^2 + \tilde{\rho}_b^2 B^2}\bar{\bar{1}} - \frac{\tilde{\rho}_b}{\rho_0^2 + \tilde{\rho}_b^2 B^2}\vec{B} \times = \sigma_0 \bar{\bar{1}} - \tilde{\sigma}_b \vec{B} \times \qquad (66)$$

Il est surprenant de voir que les termes diagonaux du tenseur des conductivités, que nous appellerons simplement conductivité, dépendent du champ magnétique même si ceux du tenseur des résistivités n'en dépendent pas. Néanmoins, insistons sur le fait que ces deux représentations sont équivalentes bien qu'il est parfois plus aisé d'utiliser l'une ou l'autre. Indiquons également que nous avons fait ici l'hypothèse que la résistivité ne dépendait pas du champ magnétique, on aurait pu faire la même hypothèse sur la conductivité le raisonnement serait alors inversé et la résistivité dépendrait du champ magnétique. Il est enfin possible que les deux dépendent du champ magnétique.

2.5.2 Résistivité ou conductivité ?

La réflexion du paragraphe précédent peut sembler sans intérêt mais elle a en réalité des implications fortes. En effet, en l'absence de champ magnétique la question ne se pose pas entre résistivité et conductivité. Mais en présence de champ magnétique, les termes diagonaux sont « contaminés » par les termes hors-

diagonaux. Par conséquent, la question se pose de savoir si une mesure de résistance donne une indication sur la résistivité ou sur la conductivité du matériau en présence de champ magnétique ?

La réponse à cette question est : ça dépend de la géométrie.

2.5.3 La géométrie barreau

Considérons dans un premier temps un barreau bi-dimensionnel métallique de longueur L et de largeur l et d'épaisseur t. Une des extrémités est fixée à un potentiel V_0 et l'autre extrémité est connectée à la masse. Un champ magnétique est imposé perpendiculaire au plan du barreau (Figure 16).

Nous faisons l'hypothèse que la densité de courant dans le barreau est uniforme de même que le champ électrique. La conservation de la charge implique par ailleurs que tout le courant qui rentre par une des extrémités ressort par l'autre ce qui implique que le courant normal au bord du barreau est nul. L'hypothèse d'uniformité de la densité de courant donne alors que le courant transverse est nul partout. On se rend donc compte que l'équation la plus pratique dans cette géométrie est celle utilisant la résistivité car elle donne directement les champs électriques en fonction du courant longitudinal qui est le seul non nul. On obtient :

$$E_x = \frac{V_0}{L} = \rho_0 J_x \tag{67}$$

$$E_y = \tilde{\rho}_b B J_x = \frac{\rho_b}{\rho_0}\frac{V_0}{L} \tag{68}$$

On en déduit la résistance R et la résistance de Hall R_H :

$$R = \frac{V_0}{J_x l t} = \rho_0 \frac{L}{l t} \tag{69}$$

$$R_H = \frac{V_y}{J_x l t} = \frac{E_y}{J_x t} = \frac{\tilde{\rho}_b B}{t} \text{ avec } E_y = \frac{V_y}{l} \tag{70}$$

Ce modèle simple prédit une densité de courant homogène dans l'échantillon le long du barreau et pas de courant transverse. Les équipotentielles font un angle ψ avec l'axe des y telles que $\tan\psi = \rho_b B/\rho_0$. Cet angle est souvent appelé l'angle de Hall car il ne dépend pas des propriétés géométriques de l'échantillon.

Dans ces conditions, une mesure de résistance en géométrie barreau est directement proportionnelle à la résistivité tandis qu'une mesure de résistance de Hall qui est une mesure transverse donne une information directe sur la résistivité de Hall.

Néanmoins, il est clair que cette solution est fausse lorsqu'on s'approche des bords ou le potentiel est fixé. En effet, cette solution prédit que les équipotentielles sont en biais tandis que sur le bord elles sont parallèles à l'axe y. On peut donc penser que cette solution est valable dans le cœur du matériau mais pas proche des contacts imposant le potentiel. On peut penser qu'il commence à y avoir un

problème à une distance d telle que $d = l \tan \psi = l\rho_b B/\rho_0$ (voir Figure 15). Une résolution numérique de ce problème en utilisant Comsol est donnée en Figure 16. C'est effectivement ce qu'on observe. La principale hypothèse qui n'est pas valable est celle d'uniformité du courant et du champ électrique, celle-ci ne devient valable qu'à une distance supérieure à la distance caractéristique d introduite précédemment.

Dans la zone où les lignes de courant ne sont pas longitudinales alors résistivité ou conductivité donnent une représentation aussi pratique l'une que l'autre car aucun des termes ne s'annulent.

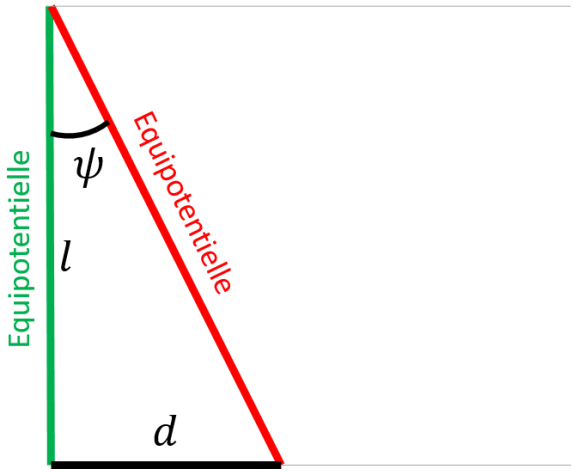


Figure 15 Problème de raccordement entre les équipotentielles sur le bord du barreau et les équipotentielles prédites par le calcul analytique. Il apparait une distance caractéristique qui dépend de l'angle de Hall ψ *et de la largeur du barreau.*

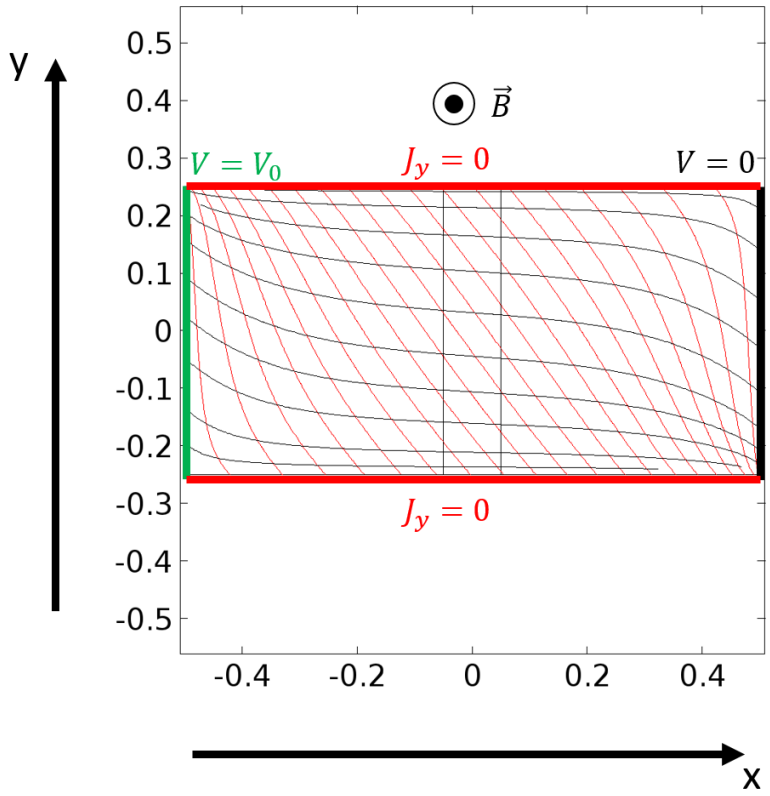


Figure 16 Simulation Comsol de l'effet Hall. La forme des coefficients utilisés est celle du modèle de Drude donné au chapitre précédent. Les bords colorés représentent les conditions aux bords. Les lignes noires sont les lignes de courant dans le matériau et les lignes rouges sont les équipotentielles.

2.5.4 La géométrie Corbino

La géométrie Corbino est celle d'un anneau dont le cercle intérieur de rayon r_{int} est porté à un potentiel V_0 et le cercle extérieur de rayon r_{ext} est connecté à la masse donc à un potentiel nul (Figure 17). Prenons un disque d'épaisseur t. Un champ magnétique $\vec{B}$ est comme précédemment appliqué perpendiculairement au plan de l'anneau. Le système est invariant par rotation de telle sorte que le potentiel électrique ne dépend que de la distance au centre de l'anneau que l'on nomme r. Le potentiel satisfait par ailleurs l'équation de Poisson qui s'écrit en coordonnée polaire :

$$\frac{d}{dr}\left(r\frac{dV}{dr}\right) = 0 \tag{71}$$

On en déduit :

$$V(r) = V_0\left(1 - \frac{\ln\left(\frac{r}{r_{int}}\right)}{\ln\left(\frac{r_{ext}}{r_{int}}\right)}\right) \tag{72}$$

On calcul alors le champ électrique total :

$$\vec{E} = -\frac{dV}{dr}\vec{e}_r = \frac{V_0}{\ln\left(\frac{r_{ext}}{r_{int}}\right)}\frac{1}{r}\vec{e}_r \tag{73}$$

Le champ électrique ainsi obtenu est selon une seule direction. Il est donc commode d'utiliser la loi de transport sous sa forme avec le tenseur de conductivité de telle sorte que le courant est :

$$J_r(r) = \sigma_0 \frac{V_0}{\ln\left(\frac{r_{ext}}{r_{int}}\right)}\frac{1}{r} \tag{74}$$

$$J_\psi(r) = \sigma_b \frac{V_0}{\ln\left(\frac{r_{ext}}{r_{int}}\right)}\frac{1}{r} \tag{75}$$

On observe la présence d'un courant orthoradial dont la force électromotrice est nulle car le champ électrique dans cette direction est nul. La seule mesure accessible en géométrie Corbino est de type longitudinal et il s'agit de la résistance R définie comme :

$$R = \frac{V_0}{t\int_{\psi=0}^{2\pi} J_r(r_{ext}) r_{ext} d\psi} = \frac{1}{2\pi\sigma_0 t}\ln\left(\frac{r_{ext}}{r_{int}}\right) \tag{76}$$

Une mesure en géométrie Corbino est une mesure de l'inverse de la conductivité du matériau qui en présence d'un champ magnétique n'est pas la résistivité.

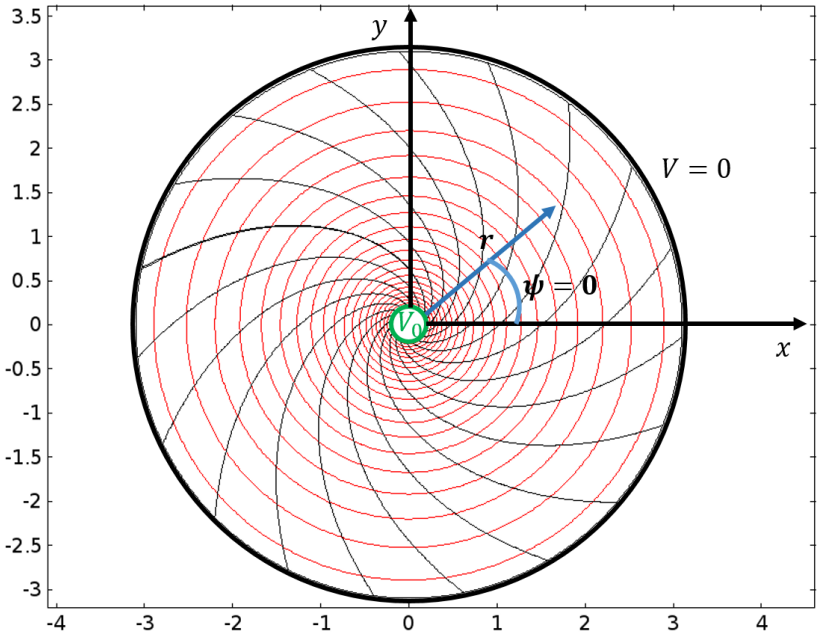


Figure 17 Simulation Comsol de l'effet Hall en géométrie Corbino. La forme des coefficients utilisés est celle du modèle de Drude donné au chapitre précédent. Les bords colorés représentent les conditions aux bords. Les lignes noirs sont les lignes de courant dans le matériau et les lignes rouges sont les équipotentielles. On représente l'angle ψ des coordonnées polaire utilisée pour intégrer la composante radial du courant sur le bord extérieur.

2.5.5 Calcul pour un métal ferromagnétique

Dans cette partie nous allons partir du tenseur des résistivités et lui donner la forme du transport anisotrope obtenu au paragraphe sur le transport anisotrope.

Elle s'écrit :

$$\bar{\bar{\rho}} = \rho_0 \bar{\bar{1}} + \Delta\rho \vec{m}.^t \vec{m} + \rho_{AH} \times \tag{77}$$

On peut se placer en coordonnées cartésienne et à deux dimensions pour le courant et le champ électrique comme au cas précédent. On obtient alors :

$$\bar{\bar{\rho}} = \begin{pmatrix} \rho_0 + \Delta\rho m_x^2 & -\rho_{AH} m_z + \Delta\rho m_x m_y \\ \rho_{AH} m_z + \Delta\rho m_x m_y & \rho_0 + \Delta\rho m_y^2 \end{pmatrix} \tag{78}$$

Dans la géométrie barreau, le potentiel est fixé dans la direction de x et le courant dans la direction de y est nul. On obtient simplement comme au point précédent la résistance R et la résistance de Hall R_H :

$$R = \frac{E_x}{J_x}\frac{L}{lt} = (\rho_0 + \Delta\rho\, m_x^2)\frac{L}{lt}$$
$$R_H = \frac{\rho_{AH}}{t} m_z + \frac{\Delta\rho}{t} m_y m_z \tag{79}$$

La résistance R obtenue est donc minimum lorsque le courant et l'aimantation sont perpendiculaires ($m_x = 0$) et maximum lorsque l'aimantation et le courant sont parallèles ($m_x = 1$).

En géométrie Corbino, on repasse en coordonnées polaires et on choisit l'axe x de telle sorte que l'aimantation est le long de x. On désigne comme au point précèdent l'angle ψ comme angle entre le point courant et l'axe des x. On note θ l'angle hors du plan entre l'axe perpendiculaire au plan de l'échantillon et l'aimantation. On obtient alors les composantes de l'aimantation en coordonnée cylindrique :

$$\vec{m}(\vec{r}) = \begin{pmatrix} m_r \\ m_\psi \\ m_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sin\theta\cos\psi \\ \sin\theta\sin\psi \\ \cos\theta \end{pmatrix} \tag{80}$$

On peut également écrire le tenseur des résistivités dans ce système de coordonnée :

$$\bar{\bar{\rho}} = \begin{pmatrix} \rho_0 + \Delta\rho m_r^2 & -\rho_{AH} m_z + \Delta\rho m_r m_\psi \\ \rho_{AH} m_z + \Delta\rho m_r m_\psi & \rho_0 + \Delta\rho m_\psi^2 \end{pmatrix} \tag{81}$$

On peut alors inverser cette relation pour obtenir le tenseur des conductivités :

$$\bar{\bar{\sigma}} = \frac{1}{\rho_0^2 + \Delta\rho\,\rho_0(1\text{-}m_z^2) + \rho_{AH}m_z^2}\begin{pmatrix} \rho_0 + \Delta\rho m_\psi^2 & \rho_{AH}m_z\text{-}\Delta\rho m_r m_\psi \\ \text{-}\rho_{AH}m_z\text{-}\Delta\rho m_r m_\psi & \rho_0 + \Delta\rho m_r^2 \end{pmatrix} \quad (82)$$

On a utilisé la relation $m_r^2 + m_\psi^2 + m_z^2 = 1$ pour obtenir cette relation. Dans le cas de la géométrie Corbino, ont peut alors procéder comme au point précédent et on obtient encore une fois que le courant en tout point est proportionnel au coefficient diagonal du tenseur des conductivités :

$$J_r(r,\psi) = \sigma_{rr}(r,\psi)\frac{V_0}{\ln\left(\frac{r_{ext}}{r_{int}}\right)}\frac{1}{r} \quad (83)$$

$$J_r(r,\psi) = \frac{\rho_0 + \Delta\rho m_\psi^2}{\rho_0^2 + \Delta\rho\,\rho_0(1\text{-}m_z^2) + \rho_{AH}m_z^2}\frac{V_0}{\ln\left(\frac{r_{ext}}{r_{int}}\right)}\frac{1}{r} \quad (84)$$

Simplifions l'expression du courant en posant deux constantes α et β ne déppendant ni de r ni de ψ :

$$\alpha = \frac{\rho_0}{\rho_0^2 + \Delta\rho\,\rho_0(1\text{-}m_z^2) + \rho_{AH}m_z^2}\frac{V_0}{\ln\left(\frac{r_{ext}}{r_{int}}\right)} \quad (85)$$

$$\beta = \frac{\Delta\rho}{\rho_0^2 + \Delta\rho\,\rho_0(1\text{-}m_z^2) + \rho_{AH}m_z^2}\frac{V_0}{\ln\left(\frac{r_{ext}}{r_{int}}\right)} \quad (86)$$

De telle sorte que le courant radial devient :

$$J_r(r,\psi) = \frac{\alpha}{r} + \frac{\beta}{r}m_\psi^2 \quad (87)$$

La résistance est donnée par :

$$R = \frac{V_0}{t\int_{\psi=0}^{2\pi} J_r(r_{ext})r_{ext}d\psi} \quad (88)$$

Cette intégrale n'est plus aussi simple que dans le cas précédent à cause du terme de magnétorésistance anisotrope. En effet, si on suppose l'aimantation uniforme alors l'orientation relative entre le courant et l'aimantation est différente en chaque point du disque. Explicitons cette intégrale avec les expressions des composantes de l'aimantation en coordonnées cylindrique :

$$I = t\int_{\psi=0}^{2\pi} J_r(r_{ext})r_{ext}d\psi = t\int_{\psi=0}^{2\pi}(\alpha + \beta\, m_\psi^2)d\psi$$

$$I = t2\pi\alpha + \beta t(1\text{-}m_z^2)\int_{\psi=0}^{2\pi}\sin^2\psi\, d\psi$$

$$I = 2\pi\alpha t + \pi t(1\text{-}m_z^2)\beta \quad (89)$$

En remplaçant les coefficients α et β par leur expression on obtient l'expression de la résistance :

$$R = \frac{1}{t}\frac{\rho_0^2 + \Delta\rho\,\rho_0(1\text{-}m_z^2) + \rho_{AH}^2 m_z^2}{2\pi\rho_0 + \pi\Delta\rho(1\text{-}m_z^2)}\ln\left(\frac{r_{ext}}{r_{int}}\right)$$

$$R = \frac{\rho_0}{2\pi t}\ln\left(\frac{r_{ext}}{r_{int}}\right)\left(1 + \frac{\Delta\rho}{2\rho_0\left(1 + \frac{\Delta\rho}{2\rho_0}(1\text{-}m_z^2)\right)}(1\text{-}m_z^2) + \frac{\rho_{AH}^2 m_z^2}{\rho_0^2\left(1 + \frac{\Delta\rho}{2\rho_0}(1\text{-}m_z^2)\right)}\right) \quad (90)$$

Faisons une dernière hypothèse avant de commenter cette relation. Supposons que $\Delta\rho \ll \rho_0$ donc que l'effet de magnétorésistance anisotrope est petit par rapport à la résistivité totale. On obtient alors au second ordre en $\Delta\rho/\rho_0$:

$$R = \frac{\rho_0}{2\pi t}\ln\left(\frac{r_{ext}}{r_{int}}\right)\left(1 + \frac{\Delta\rho}{2\rho_0}(1\text{-}m_z^2) + \frac{\rho_{AH}^2}{\rho_0^2}m_z^2\text{-}\frac{\Delta\rho}{2\rho_0}\left(\frac{\rho_{AH}^2}{\rho_0^2}m_z^2 + \frac{\Delta\rho}{2\rho_0}(1\text{-}m_z^2)\right)(1\text{-}m_z^2)\right) \quad (91)$$

On peut distinguer trois termes principaux dans cette équation. Le premier est le même terme qu'en l'absence d'aimantation et est proportionnel à la résistivité isotrope. Le deuxième terme est une correction due à l'effet de magnétorésistance anisotrope. Il est proportionnel à $\Delta\rho/2$. Rappelons, qu'en géométrie barreau, la résistance est maximum lorsque l'aimantation et le courant sont colinéaires et minimum lorsqu'ils sont perpendiculaires et que le changement de résistance entre ces deux configurations est égal a $\Delta\rho$. En géométrie Corbino, lorsque le champ est hors du plan de l'échantillon, alors le courant et l'aimantation sont perpendiculaires en tout point du disque ce qui correspond bien à un minimum de résistance pour l'effet de magnétorésistance anisotrope comme en géométrie barreau. En revanche lorsque l'aimantation est dans le plan du disque alors en moyenne, seulement la moitié du disque à un courant parallèle à l'aimantation et l'autre moitié garde un courant perpendiculaire à l'aimantation. Cela correspond bien à une augmentation de résistance par rapport au cas où l'aimantation est perpendiculaire au courant partout mais cette variation est deux fois plus faible par rapport à la géométrie barreau car seulement la moitié du disque subit une augmentation de résistance. Cela explique donc pourquoi la variation est de résistance égale à la moitié de $\Delta\rho$.

Le troisième terme est dû à l'effet Hall anomal et correspond à une augmentation de résistance lorsque l'aimantation est perpendiculaire au disque. Intuitivement on comprend que ce terme est responsable de la courbure des lignes de courant. Par conséquent, le chemin à parcourir est plus grand et doit correspondre à une augmentation de résistance. Il est important de noter que quel que soit le signe du coefficient Hall anomal, c'est son carré qui intervient dans la résistance et ce terme est donc toujours responsable d'une augmentation de résistance

Le dernier terme est un terme d'ordre supérieur Nous comprenons ce terme comme une prise en compte de la courbure orthoradiale des lignes de courant qui ajoute par rétroaction de petites modifications au courant radial. Cette correction correspond à des termes d'ordre supérieur par rapport aux deux autres. En négligeant ce terme, cela revient à dire que l'effet de magnétorésistance et le carré

de la résistance de Hall anomale sont du même ordre en plus de l'approximation précédent ($\Delta\rho/\rho_0 \sim \rho_{AH}^2/\rho_0^2 \ll 1$), alors on obtient :

$$R = \frac{\rho_0}{2\pi}\ln\left(\frac{r_{ext}}{r_{int}}\right)\left(1+\frac{\Delta\rho}{2\rho_0}(1\text{-}m_z^2)+\frac{\rho_{AH}^2}{\rho_0^2}m_z^2\right) \quad (92)$$

Il ne reste alors que des termes dont on comprend bien l'origine et dont les effets sont très différents car l'effet Hall anomal correspond à une augmentation de résistance lorsque l'aimantation est perpendiculaire au plan du disque alors que le terme de magnétorésistance anisotrope correspond à une diminution de résistance lorsque l'aimantation est perpendiculaire au plan du disque.

On peut en particulier exhiber le cas où la magnétorésistance anisotrope domine l'effet Hall anomal, $\Delta\rho/\rho_0 \gg \rho_{AH}^2/\rho_0^2$, on obtient alors :

$$R = \frac{\rho_0}{2\pi}\ln\left(\frac{r_{ext}}{r_{int}}\right)\left(1+\frac{\Delta\rho}{2\rho_0}(1\text{-}m_z^2)\right) \quad (93)$$

Et un autre cas où l'effet Hall anomal domine la magnétorésistance anisotrope, $\Delta\rho/\rho_0 \ll \rho_{AH}^2/\rho_0^2$:

$$R = \frac{\rho_0}{2\pi}\ln\left(\frac{r_{ext}}{r_{int}}\right)\left(1+\frac{\rho_{AH}^2}{\rho_0^2}m_z^2\right) \quad (94)$$

La Figure 18 illustre la formule (92) pour $\Delta\rho/2\rho_0 = 0{,}1\%$ et trois valeurs différentes de ρ_{AH}^2/ρ_0^2 égales à 0,01% (noire), 0,1% (rouge) et 1% (bleue). On a tracé $(R\text{-}R_0)/R_0$ avec $R_0 = \frac{\rho_0}{2\pi}\ln(r_{ext}/r_{int})$ en fonction de la composante hors du plan de l'aimantation. La courbe noire correspond à un maximum de résistance lorsque l'aimantation est dans le plan et est donc bien dominée par l'effet de magnétorésistance anisotrope. On est donc dans un cas proche de la formule (93). L'amplitude de l'effet diminue à mesure qu'on augmente le coefficient Hall anomal jusqu'à ce que l'effet de l'effet Hall anomal compense exactement l'effet de magnétorésistance anisotrope (courbe rouge). Si on continue à augmenter le coefficient Hall anomal, on obtient la courbe bleue pour laquelle la résistance est maximum lorsque l'aimantation est perpendiculaire au plan de l'échantillon. Cela correspond au cas de la formule (94).

Il est marquant de voir que l'effet Hall anomal et l'effet de magnétorésistance anisotrope qui ont un comportement si différent en géométrie barreau, ont des comportements aussi semblables en géométrie Corbino.

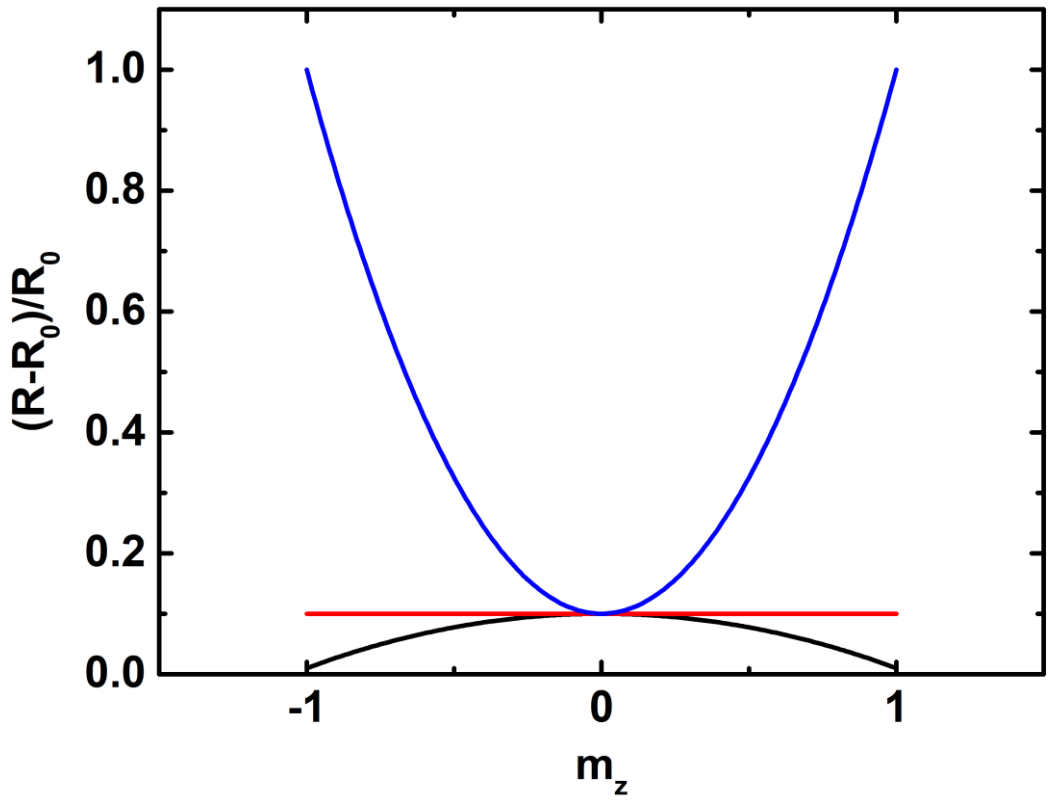


Figure 18 $(R\text{-}R_0)/R_0$ *avec* $R_0 = \frac{\rho_0}{2\pi}\ln(r_{ext}/r_{int})$ *en fonction de la composante hors du plan de l'aimantation pour* $\Delta\rho/2\rho_0 = 0{,}1\%$ *et trois valeurs différentes de* ρ_{AH}^2/ρ_0^2 *égales à 0,01% (noire), 0,1% (rouge) et 1% (bleue).*

2.5.6 Synthèse

Les deux géométries proposées ici sont deux cas limites où l'une des deux composantes soit du courant (barreau) soit du champ électrique (Corbino) est nulle. Ce sont des cas idéaux et limites. Bien que leur étude soit intéressante pour mieux comprendre ce qui se passe, ce sont des cas particuliers qui ont leurs propres limites de validité comme nous avons pu le voir.

La Table 4 donne un tableau comparatif des deux géométries et les résultats que l'on obtient en utilisant les coefficients de transport trouvés au point précédent pour un seul type de porteur avec n, m, μ respectivement la densité de porteur, la masse effective et la mobilité dont on suppose qu'aucun ne dépend du champ magnétique. Il est particulièrement surprenant de trouver que la géométrie barreau ne donne aucune magnétorésistance alors qu'elle est proportionnelle au carré du champ magnétique en géométrie Corbino.

Elle donne aussi les résultats obtenus dans le cas d'un métal ferromagnétique.

Ces résultats sont surprenants au sens où l'effet Hall (normal ou anomal) qui ne dissipe pas en géométrie barreau, dissipe en géométrie Corbino. Il est par ailleurs étonnant de relever que l'effet change de symétrie au sens où il est anti-symétrique

en champ (ou aimantation) en géométrie barreau et symétrique en géométrie Corbino.

Nous validerons cette étude par des observations expérimentale dans le chapitre 4.

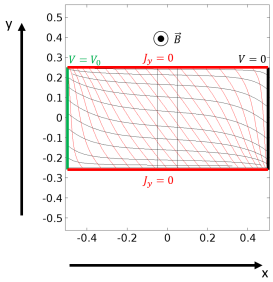
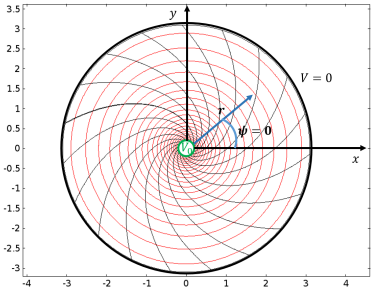
	Géométrie barreau	Géométrie Corbino
Schéma		
Type de mesures possibles	Magnétorésistance Tension transverse en circuit ouvert	Magnétorésistance
Condition au bord	Courant ou tension imposé sur deux bords Courant nul sur tous les autres bords.	Tension sur les anneaux intérieur et extérieur.
Paramètre mesuré	Résistivité	Conductivité
Expression de la résistance pour un modèle de Drude	$R = \frac{1}{\mu ne}\frac{L}{lt}$	$R = \frac{1}{\mu ne}((\mu B)^2 + 1)\frac{1}{2\pi t}\ln\left(\frac{r_{ext}}{r_{int}}\right)$
Expression de la résistance transverse pour un modèle de Drude	$R_H = -\frac{1}{net}B$	Pas applicable
Expression de la résistance pour matériau ferromagnétique	$R = (\rho_0 + \Delta\rho\, m_x^2)\frac{L}{lt}$	$R = \frac{\rho_0}{2\pi t}\ln\left(\frac{r_{ext}}{r_{int}}\right)\left(1 + \frac{\Delta\rho}{2\rho_0}\sin^2\theta + \frac{\rho_{AH}^2}{\rho_0^2}\cos^2\theta\right)$
Expression de la résistance transverse pour un matériau ferromagnétique	$R_{AH} = \frac{1}{t}(\rho_{AH} m_z + \Delta\rho m_x m_y)$	Pas applicable

Table 4 Tableau de synthèse sur la différence entre géométrie barreau et géométrie Corbino.

2.6 Modèle à deux canaux de l'effet Hall de spin

Le but de cette partie est de présenter l'effet Hall de spin dans un modèle à deux canaux où chacune des deux populations de spin subit un effet Hall correspondant à un champ magnétique effectif de sens opposé. L'origine de ce champ magnétique effectif est le couplage spin-orbite. Dans cette partie μ désigne le potentiel électrochimique et non la mobilité comme dans les parties précédentes. On utilisera la lettre b pour la mobilité à l'image de Dyakonov et Perel dans (D'yakonov & Perel, 1971).

2.6.1 Les équations de Dyakonov et Perel

L'effet Hall de spin est un effet qui a été prédit dès 1971 par M. I. Dyakonov et V. I. Perel dans (D'yakonov & Perel, 1971). Ils y expliquent que lorsqu'un faisceau d'électrons non polarisé est diffusé par une cible non polarisée alors on observe une séparation spatiale des électrons en fonction de l'orientation de leur spin (Mott & Massey, 1965). Par analogie, dans un solide les électrons non polarisé en spin diffusé par une impureté non polarisée devraient être diffusés dans des directions différentes en fonction de leur spin et donner lieu à une séparation spatiale dont l'extension est définie par la longueur de diffusion du spin dans le matériau. L'effet responsable de cette séparation est de type « spin-orbite ».

Les auteurs écrivent alors les relations définissant pour la première fois l'effet Hall de spin (équation (2) de (D'yakonov & Perel, 1971)) :

$$q_{\alpha\beta} = -b_S E_\alpha S_\beta - d_s \frac{\partial S_\beta}{\partial x_\alpha} + \beta_s n \epsilon_{\alpha\beta\gamma} E_\gamma \qquad (95)$$

Dans cette expression $q_{\alpha\beta}$ est la composante le long de α de la densité de courant de spin orienté le long de β, n est la densité volumique d'électrons, E_α est le champ électrique dans la direction de α et S_β est la polarisation des spins le long de β et $\epsilon_{\alpha\beta\gamma}$ est un tenseur anti-symmetrique d'ordre 3. Ce tenseur est donc nul si deux des trois indices ont la même valeur. Les coefficients b_s, d_s et β_s sont respectivement la mobilité de spin, le coefficient de diffusion du spin et le coefficient « spin – électrique » qui est en quelque sorte un coefficient de conversion du champ électrique en courant de spin.

Pour fixer les idées et commenter cette équation nous allons considérer que les spins ne peuvent être orientés que selon l'axe (Oz). Par conséquent, $\beta = z$. On obtient alors une équation vectorielle :

$$\vec{q}_z = -b_s S_z \vec{E} - d_s \vec{\nabla} S_z + \beta_s n \vec{e}_z \times \vec{E} \qquad (96)$$

On trouve dans cette équation trois termes. Le premier terme est simplement un terme d'entrainement qui stipule que si les électrons ont une polarisation S_z alors

le courant de spin obtenu est proportionnel au champ électrique $\vec{E}$. Le second terme est un terme de diffusion qui indique que s'il y a un gradient de polarisation alors un courant de spin s'opposant au gradient apparait. Le dernier terme est le terme d'effet Hall de spin et provient de l'interaction « spin-orbite ». Il ressemble à un terme d'effet Hall à ceci près que l'équivalent du champ magnétique est la direction du spin.

L'autre équation porte sur le courant électrique noté $\vec{q}$ dans (D'yakonov & Perel, 1971) :

$$\vec{q} = -bn\vec{E} - \beta\vec{E} \times \vec{S} - \delta\vec{\nabla} \times \vec{S} \quad (97)$$

b est la mobilité, n est la densité totale de porteur, β et δ sont des coefficients dépendant du couplage spin-orbite. Comme précédemment pour fixer les idées, nous allons supposer que le vecteur polarisation $\vec{S}$ a une seule composante non nulle selon la direction z. De telle sorte que :

$$\vec{\nabla} \times (S_z\vec{e}_z) = -\vec{e}_z \times \vec{\nabla}S_z \quad (98)$$

Et donc :

$$\vec{q} = -bn\vec{E} - \beta S_z\vec{E} \times \vec{e}_z + \delta\vec{e}_z \times \vec{\nabla}S_z \quad (99)$$

Nous allons maintenant utiliser un modèle à deux canaux pour obtenir ces équations (Madon, Drouhin, Lacour, & Wegrowe, 2014).

2.6.2 Modèle à deux canaux des équations de Dyakonov et Perel

Il est possible d'obtenir l'équation (96) en passant par un modèle à deux canaux de conductions. S. Zhang l'obtient en résolvant une équation de Boltzmann en y ajoutant soit du couplage « spin-orbite » soit une vitesse anomale (Zhang, 2000). Néanmoins, il ne montre pas en quoi le modèle à deux canaux qu'il obtient est équivalent à l'équation (96).

Nous allons étudier ce qui se passe dans un semi-conducteur non magnétique. Nous posons alors que la conduction a lieu selon deux canaux noté ↑ et ↓ correspondant à un spin « up » er « down » respectivement. On fixe la direction z comme étant l'axe de ces spins. Nous faisons l'hypothèse que la mobilité de ces deux canaux est la même et vaut b. Par ailleurs on introduit une mobilité b_{SO} transverse correspondant à l'effet du couplage « spin-orbite » et qui a donc un signe différent pour chacun des deux canaux. On a donc $b_{SO}^{\uparrow} = -b_{SO}^{\downarrow} = b_{SO}$.

On peut donc écrire la loi d'Ohm généralisée pour chacun des deux canaux :

$$\vec{j}^{\uparrow} = n^{\uparrow}\begin{pmatrix} b & -b_{SO} \\ b_{SO} & b \end{pmatrix}\vec{\nabla}\mu^{\uparrow} \quad (100)$$

$$\vec{J}^{\downarrow} = n^{\downarrow} \begin{pmatrix} b & b_{SO} \\ -b_{SO} & b \end{pmatrix} \vec{\nabla}\mu^{\downarrow} \tag{101}$$

Avec e la charge élémentaire, $n^{\updownarrow}$ la densité de porteur ayant un spin up/down, $\vec{J}^{\updownarrow}$ le courant électrique polarisé up ou down et $\mu^{\updownarrow}$ le potentiel électrochimique.

On peut alors écrire le potentiel électro-chimique comme ayant une contribution électrique et une contribution chimique dont la forme est celle d'un gaz parfait d'électrons ce qui donne :

$$\mu^{\updownarrow} = -eV + kT \ln \frac{2n^{\updownarrow}}{n} \tag{102}$$

Dans cette équation, k est la cosntante de Boltzmann et n est la densité totale de porteur de telle sorte que $n = n^{\uparrow} + n^{\downarrow}$ et $n_{eq}^{\updownarrow} = \frac{n}{2}$ est le nombre de porteurs dans chacun des deux canaux à l'équilibre. C'est ce dernier que l'on utilise comme facteur de normalisation de telle sorte qu'à l'équilibre le potentiel chimique est nul. V est le potentiel électrique tel que $\vec{E} = -\vec{\nabla}V$.

Par ailleurs en notant la matrice de mobilité comme un produit vectoriel il vient :

$$\begin{pmatrix} b & -b_{SO} \\ b_{SO} & b \end{pmatrix} \vec{\nabla}\mu^{\uparrow} = b\,\vec{\nabla}\mu^{\uparrow} - b_{SO}\vec{e}_z \times \vec{\nabla}\mu^{\uparrow} \tag{103}$$

En utilisant les équations (102) et (103) dans les équations (100) et (101) on obtient :

$$\vec{J}^{\uparrow} = n^{\uparrow}\left(b\left(e\vec{E} + kT\frac{\vec{\nabla}n^{\uparrow}}{n^{\uparrow}} \right) - b_{SO}\vec{e}_z \times \left(e\vec{E} + kT\frac{\vec{\nabla}n^{\uparrow}}{n^{\uparrow}} \right) \right) \tag{104}$$

$$\vec{J}^{\downarrow} = n^{\downarrow}\left(b\left(e\vec{E} + kT\frac{\vec{\nabla}n^{\downarrow}}{n^{\downarrow}} \right) + b_{SO}\vec{e}_z \times \left(e\vec{E} + kT\frac{\vec{\nabla}n^{\downarrow}}{n^{\downarrow}} \right) \right) \tag{105}$$

Pour retrouver l'équation (96) il faut faire la différence entre (104) et (105) et diviser par la charge élémentaire:

$$\begin{aligned} \vec{q}_z = \frac{\vec{J}^{\uparrow} - \vec{J}^{\downarrow}}{-e} = &-\left(n^{\uparrow} - n^{\downarrow}\right) b\vec{E} - \frac{kT}{e} b\vec{\nabla}\left(n^{\uparrow} - n^{\downarrow}\right) + b_{SO}\left(n^{\uparrow} + n^{\downarrow}\right)\vec{e}_z \times \vec{E} \\ &+ b_{SO}\frac{kT}{e}\vec{e}_z \times \vec{\nabla}\left(n^{\uparrow} + n^{\downarrow}\right) \end{aligned} \tag{106}$$

On peut alors poser la polarisation $S_z = \left(n^{\uparrow} - n^{\downarrow}\right)$ et dans l'hypothèse où il n'y a pas de gradient de charge, c'est-à-dire $\vec{\nabla}n = \vec{\nabla}\left(n^{\uparrow} + n^{\downarrow}\right) = 0$ on obtient :

$$\vec{q}_z = -bS_z\vec{E} - \frac{kT}{e}b\vec{\nabla}S_z + b_{SO}n\vec{e}_z \times \vec{E} \quad (107)$$

Cette équation est identique à l'équation (96) avec $b = b_s, d_s = \frac{kTb}{e}$ la relation d'Einstein reliant le coefficient de diffusion avec la mobilité et $\beta_s = b_{SO}$.

On peut également sommer les équations (104) et (105) et utiliser les mêmes notations et hypothèses que pour la différence pour obtenir le courant d'électron total :

$$\vec{q} = \frac{\vec{J}^{\uparrow} + \vec{J}^{\downarrow}}{-e} = -bn\vec{E} - b_{so}\vec{E} \times \vec{S} + \frac{b_{so}kT}{e}\vec{e}_z \times \vec{\nabla}S_z \quad (108)$$

Cette équation est la même que celle de Dyakonov et Perel donnée par l'équation (99) avec $\delta = \frac{kT}{e}b_{so} = \frac{kT}{e}\beta$ et $\beta = b_{so} = \beta_s$. Ces dernières relations sont également données dans (D'yakonov & Perel, 1971).

On peut donc décrire les équations de Dyakonov et Perel comme la superposition de deux effets Hall de signes opposés pour chacun des deux canaux.

2.6.3 La troisième équation de Dyakonov et Perel : la conservation du spin

Dans (D'yakonov & Perel, 1971), la première équation qui est introduite est une équation de conservation qui en régime stationnaire et en utilisant les notations déjà introduites s'écrivent :

$$\vec{\nabla}.\vec{q}_z + \frac{S_z}{\tau_s} = 0 \quad (109)$$

τ_s est le temps de relaxation du spin. Essayons de retrouver cette équation dans un modèle à deux canaux. Pour cela écrivons les équations de conservation pour chacun de deux canaux en régime stationnaire et couplons ces deux canaux par une réaction chimique transformant un spin up en un spin down et réciproquement :

$$\frac{1}{-e}\vec{\nabla}.\vec{J}^{\uparrow} = r \quad (110)$$

$$\frac{1}{-e}\vec{\nabla}.\vec{J}^{\downarrow} = -r \quad (111)$$

$$r = -L\left(\mu^{\uparrow} - \mu^{\downarrow}\right) \quad (112)$$

r est un terme de source et on s'assure que la charge totale est conservée ($\vec{\nabla}.\vec{J} = 0$). A l'équilibre, les deux canaux ont le même potentiel électrochimique de telle sorte

que le terme de source est nul. Le coefficient L est d'autant plus grand que les deux canaux sont couplés. Par différence des équations 110 et 111 on obtient :

$$\vec{\nabla}.\vec{q}_z = -2L\left(\mu^{\uparrow}-\mu^{\downarrow}\right) = -2\,L\,kT\ln\frac{n_{\uparrow}}{n^{\downarrow}} \tag{113}$$

Faisons l'hypothèse supplémentaire que les canaux ne sont pas trop hors équilibre c'est-à-dire : $n^{\updownarrow} = \frac{n}{2} + \delta n^{\updownarrow}$ avec $\delta n^{\updownarrow} \ll n$ de telle sorte qu'au premier ordre on peut écrire :

$$\ln\frac{n_{\uparrow}}{n^{\downarrow}} \approx \frac{2}{n}\left(\delta n^{\uparrow}-\delta n^{\downarrow}\right) = \frac{2}{n}\left(\frac{n}{2} + \delta n^{\uparrow} - \left(\frac{n}{2} + \delta n^{\downarrow}\right)\right) = \frac{2S_z}{n} \tag{114}$$

Il vient en réinjectant ce résultat :

$$\vec{\nabla}.\vec{q}_z + 4\,L\frac{kT}{n}S_z = 0 \tag{115}$$

Cette équation est identique à (109) avec $\frac{1}{\tau_s} = 4L\frac{kT}{n}$.

Nous avons donc dans un modèle à deux canaux retrouvé les trois équations présentées dans (D'yakonov & Perel, 1971) en 1971.

Notons que cette dernière équation est aussi obtenue par Zhang dans (Zhang, 2000) sous la forme de l'équation de diffusion de la différence de potentiel chimique entre les deux canaux par un cheminement identique à celui de la magnétorésistance géante.

2.7 Diffusion de la chaleur en régime sinusoïdal forcé

L'équation régissant la diffusion de la chaleur en absence de source est donnée par :

$$\frac{\partial T}{\partial t} - \kappa \vec{\nabla}^2 T = 0 \tag{116}$$

Cette équation découle directement du premier principe de la thermodynamique et de la loi de Fourier. κ est la diffusivité du matériau considéré et est égale à la conductivité thermique divisée par la masse volumique et la capacité thermique massique. Elle s'exprime donc en $m^2.s^{-1}$.

Etudions un modèle 1D en régime sinusoïdal forcé à la pulsation ωpour lequel les conditions aux limites sont :

- $T(0,t) = T_0 + \delta T \cos \omega t$
- $T(\infty,t) = T_0$

La méthode la plus simple pour résoudre ce problème est de chercher une solution de la forme :

$$\underline{T}(x,t) = T_0 + T_1 \exp i(\omega t - kx) \tag{117}$$

On aura alors $T(x,t) = \mathrm{Re}\left(\underline{T}(x,t)\right)$. Il vient en introduisant cette forme dans l'équation de diffusion :

$$i\omega \underline{T} + \kappa k^2 \underline{T} = 0 \tag{118}$$

On obtient donc la relation de dispersion :

$$k^2 = -i\frac{\omega}{\kappa} \tag{119}$$

Ce qui donne finalement :

$$k = \pm \frac{1-i}{\sqrt{2}} \sqrt{\frac{\omega}{\kappa}} = \pm \frac{1-i}{\delta} \text{ avec } \delta = \sqrt{\frac{2\kappa}{\omega}} \tag{120}$$

δ est une distance caractéristique de la diffusion de la chaleur à la pulsation ω et en réinjectant ce résultat dans $\underline{T}$ obtient finalement :

$$\underline{T}(x,t) = T_0 + T_1^+ \exp -\frac{x}{\delta} \exp i(\omega t - \frac{x}{\delta}) + T_1^- \exp \frac{x}{\delta} \exp i(\omega t + \frac{x}{\delta}) \tag{121}$$

On peut prendre la partie réelle de cette expression et on obtient :

$$T(x,t) = T_0 + T_1^+ \exp -\frac{x}{\delta} \cos\left(\omega t - \frac{x}{\delta}\right) + T_1^- \exp \frac{x}{\delta} \cos\left(\omega t + \frac{x}{\delta}\right) \tag{122}$$

En utilisant la condition limite à l'infini, on obtient que $T_1^- = 0$. La condition en $x = 0$ donne $T_1^+ = \delta T$ et finalement la solution de ce problème est :

$$T(x,t) = T_0 + \delta T \exp -\frac{x}{\delta} \cos\left(\omega t - \frac{x}{\delta}\right) \quad (123)$$

On parle d'onde thermique car la solution possède une partie propagative en ωt-kx. Elle se différencie d'une onde par un terme d'amortissement exponentiellement décroissant en distance qui dépend du matériau par sa diffusivité et varie comme la racine de la fréquence utilisée.

Il est fondamental d'avoir en mémoire qu'en régime sinusoïdal forcé le flux de chaleur décroît exponentiellement dans un modèle 1D. La fonction est plus compliquée en 2D ou 3D mais il y a toujours un terme d'amortissement caractéristique de la diffusion et les ordres de grandeurs sont les mêmes.

Pour une diffusivité de $10^{-6} m^2.s^{-1}$, qui est intermédiaire entre une diffusivité de solides amorphes et une diffusivité de conducteurs ou de solides cristallins, on obtient pour une fréquence de 1kHz une distance de $56\mu m$ et pour une fréquence de 10Hz qui est l'ordre de grandeur utilisé lorsqu'une modulation est utilisée pour faire des mesures thermoélectriques en caloritronique de spin (17Hz par exemple dans (Flipse, et al., 2014)) alors cette distance est de $170\mu m$. Avoir ces ordres de grandeur en tête est important car une décroissance exponentielle est aussi attendue pour la diffusion de spin. Il pourrait être facile de confondre les deux.

Cela permet également une meilleure optimisation de la taille des dispositifs (ou de la fréquence utilisée) : idéalement il faut une taille totale de l'échantillon plus grande que δ mais une mesure à une distance inférieur à δ par rapport à la position du chauffage. En effet si on mesure à une distance supérieur à δ le courant de chaleur est nul et si la taille totale de l'échantillon est plus petite que δ alors on risque d'avoir un flux de chaleur dont l'amplitude dépend de la taille de l'échantillon.

Nous avons caractérisé nos échantillons par la dépendance en fréquence de la tension pour une position donnée. Nos observations et interprétations sont présentées dans la partie résultat de la thèse.

2.8 Résonance ferromagnétique

La résonance ferromagnétique est un outil extrêmement puissant et sensible dans l'étude des couches minces ferromagnétiques. Elle permet notamment de mesurer la valeur de l'aimantation par unité de volume et les constantes d'anisotropies. Nous allons dans cette section donner l'équation décrivant la résonance ferromagnétique et la résoudre dans des cas particuliers simples.

2.8.1 L'équation de Landau, Lifshitz et Gilbert pour une couche mince

L'équation de Landau Lifshitz et Gilbert donne la dynamique de l'aimantation sous l'action d'un champ magnétique effectif $\vec{H}_{eff}$:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \mu_0\gamma\vec{M} \times \vec{H}_{eff} - \frac{\alpha}{M_s}\vec{M} \times \frac{d\vec{M}}{dt} \tag{124}$$

γ est le facteur gyromagnétique qui relie le moment angulaire orbital au moment dipolaire magnétique, α est une constante sans dimension qui décrit l'amortissement. Le premier terme de cette équation est un terme de précession tandis que le second est un terme d'amortissement.

Nous allons considérer dans cette thèse uniquement des couches minces. Nous fixons l'axe z perpendiculaire au plan de la couche mince. Le champ extérieur H_0 est appliqué selon l'axe x et le champ radio fréquence H_{rf} le long de l'axe y. Nous ne considérerons que l'anisotropie de forme et pas l'anisotropie uniaxiale. On peut donc écrire le champ magnétique effectif :

$$\vec{H}_{eff} = \begin{pmatrix} H_0 \\ H_{rf} \\ -M_z \end{pmatrix} \tag{125}$$

2.8.2 Résolution de l'équation de Landau, Lifshitz et Gilbert pour une couche mince

On introduit ce champ effectif dans l'équation 124 et on l'écrit composante par composante :

$$\dot{M}_x = \mu_0\gamma\left(-M_yM_z - M_zH_{rf}\right) - \frac{\alpha}{M_s}\left(M_y\dot{M}_z - M_z\dot{M}_y\right) \tag{126}$$

$$\dot{M}_y = \mu_0\gamma\left(M_zH_0 + M_xM_z\right) - \frac{\alpha}{M_s}\left(M_z\dot{M}_x - M_x\dot{M}_z\right) \tag{127}$$

$$\dot{M}_z = \mu_0\gamma\left(M_xH_{rf} - M_yH_0\right) - \frac{\alpha}{M_s}\left(M_x\dot{M}_y - M_y\dot{M}_x\right) \tag{128}$$

Le point est utilisé pour la dérivé temporelle de la variable. On suppose maintenant que l'aimantation subit de petite variation autour du champ magnétique extérieur de telle sorte qu'on peut l'écrire :

$$\overrightarrow{M} = \begin{pmatrix} M_x \\ \delta M_y \\ \delta M_z \end{pmatrix} \tag{129}$$

On supposera par ailleurs que le champ radio fréquence est du même ordre que δM_y et δM_z et que ceux-ci restent petits devant l'aimantation à saturation M_s. On obtient après linéarisation :

$$\dot{M}_x = 0 \tag{130}$$

$$\delta\dot{M}_y = \mu_0\gamma(\delta M_z H_0 + M_x\delta M_z) + \frac{\alpha}{M_s} M_x\delta\dot{M}_z \tag{131}$$

$$\delta\dot{M}_z = \mu_0\gamma\left(M_x H_{rf} - \delta M_y H_0\right) - \frac{\alpha}{M_s} M_x\delta\dot{M}_y \tag{132}$$

On en déduit, $M_x = \sqrt{M_s^2 - \delta M_y^2 - \delta M_z^2} \approx M_s$. Le champ radio fréquence est appliqué à la pulsation ω. On cherche donc une solution sous la forme $\delta M_{y,z} = \delta M_{y,z} e^{i\omega t}$. $\delta M_{y,z}$ est alors une amplitude complexe. Par conséquent, on obtient $\delta\dot{M}_{y,z} = i\omega\delta M_{y,z}$ et on obtient le système d'équation suivant :

$$\begin{pmatrix} i\omega & -\mu_0\gamma(H_0 + M_s) - \alpha i\omega \\ \mu_0\gamma H_0 + \alpha i\omega & i\omega \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \delta M_y \\ \delta M_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ \mu_0\gamma M_s H_{rf} \end{pmatrix} \tag{133}$$

On définit la susceptibilité magnétique dynamique par la relation :

$$\delta\overrightarrow{M} = \bar{\bar{\chi}}\overrightarrow{H}_{rf} \tag{134}$$

On a posé : $\delta\overrightarrow{M} = \begin{pmatrix} \delta M_y \\ \delta M_z \end{pmatrix}$. On obtient par inversion de la matrice :

$$\bar{\bar{\chi}} = \frac{\mu_0\gamma M_s}{-\omega^2 + (\mu_0\gamma(H_0 + M_s) + \alpha i\omega)(\mu_0\gamma H_0 + \alpha i\omega)} \begin{pmatrix} i\omega & -\mu_0\gamma(H_0 + M_s) - \alpha i\omega \\ \mu_0\gamma H_0 + \alpha i\omega & i\omega \end{pmatrix} \tag{135}$$

Ce calcul nous permet d'obtenir la susceptibilité magnétique dynamique dans le cas de la couche mince ferromagnétique. Nous allons désormais étudier la relation de dispersion dans le cas d'une oscillation libre ($H_{rf} = 0$) et sans amortissement ($\alpha = 0$) puis nous nous intéresserons au cas des oscillations libres avec amortissement. Ensuite nous donnerons l'expression explicite de la puissance absorbée dans le cas où il n'y a pas de d'anisotropie de forme ($H_{eff} = \overrightarrow{H}_0 + \overrightarrow{H}_{rf}$)

2.8.3 Oscillation libre pour une couche mince ferromagnétique en l'absence d'amortissement

L'oscillation libre correspond à la solution de l'équation dans le cas où $H_{rf} = 0$ et $\alpha = 0$. On reprend l'équation 133 et on obtient :

$$\begin{pmatrix} i\omega & \mu_0\gamma(H_0 + M_x) \\ -\mu_0\gamma H_0 & i\omega \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \delta M_y \\ \delta M_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix} \tag{136}$$

Ce système a une solution non triviale si le déterminant de la matrice est nul :

$$\omega^2 = \mu_0^2\gamma^2 H_0(H_0 + M_s) \tag{137}$$

Cette expression est la formule dite de « Kittel » pour le cas de la couche mince. On peut obtenir une formule plus générale pour un ellipsoïde par le même calcul (Kittel, 1947)(dans son article le champ extérieur est le long de z, le champ radiofréquence le long de x et l'axe y est l'axe perpendiculaire à la couche) :

$$\omega^2 = \mu_0\gamma^2(H_0 + (N_Z\text{-}N_x)M_s)\big(H_0 + \big(N_y\text{-}N_x\big)M_s\big) \tag{138}$$

En relevant le champ à résonance en fonction de la fréquence utilisée on peut donc extraire l'aimantation volumique à saturation à l'aide de cette formule si le coefficient d'amortissement α reste petit. Ajoutons désormais l'amortissement.

2.8.4 Oscillation libre pour une couche mince ferromagnétique en présence d'amortissement.

On reprend le calcul du point précédent en gardant le terme d'amortissement, on obtient alors la relation de dispersion suivante :

$$\text{-}\omega^2 + (\mu_0\gamma(H_0 + M_s) + \alpha i\omega)(\mu_0\gamma H_0 + \alpha i\omega) = 0$$

$$\text{-}(1+\alpha^2)\omega^2 + \mu_0\gamma\alpha i(2H_0 + M_s)\omega + \mu_0^2\gamma^2 H_0(H_0 + M_s) = 0$$

$$\text{-}\frac{(1+\alpha^2)}{\mu_0^2\gamma^2 H_0(H_0 + M_s)}\omega^2 + \frac{\mu_0\gamma\alpha i(2H_0 + M_s)}{\mu_0^2\gamma^2 H_0(H_0 + M_s)}\omega + 1 = 0 \tag{139}$$

On reconnait le dénominateur de la fonction de transfert d'un filtre passe bande du second ordre avec pour pulsation propre ω_0 et facteur de qualité Q :

$$\omega_0^2 = \frac{\mu_0^2\gamma^2 H_0(H_0 + M_s)}{(1+\alpha^2)} \tag{140}$$

$$\frac{1}{Q\omega_0} = \frac{\mu_0\gamma\alpha(2H_0 + M_s)}{\mu_0^2\gamma^2 H_0(H_0 + M_s)}$$

$$Q = \sqrt{\frac{(1+\alpha^2)}{\mu_0^2\gamma^2 H_0(H_0 + M_s)}}\frac{\mu_0^2\gamma^2 H_0(H_0 + M_s)}{\mu_0\gamma\alpha(2H_0 + M_s)}$$

$$Q = \frac{\sqrt{H_0(H_0 + M_s)(1+\alpha^2)}}{\alpha(2H_0 + M_s)} \tag{141}$$

La bande passante correspondante Δω est :

$$\Delta\omega = \frac{\omega_0}{Q} = \frac{\mu_0\gamma}{(1+\alpha^2)}\alpha(2H_0 + M_s) \tag{142}$$

On observe que dans le cas où il y a une anisotropie de forme il n'y a pas une relation linéaire entre la fréquence de résonance et la bande passante. En revanche on trouve une relation linéaire entre la bande passante et le champ magnétique utilisé.

Dans le cas où il n'y a pas d'anisotropie de forme, les formules se simplifient grandement et on obtient :

$$\begin{aligned} \omega_0^2 &= \frac{\mu_0^2\gamma^2 H_0^2}{(1+\alpha^2)} \\ Q &= \frac{\sqrt{(1+\alpha^2)}}{2\alpha} \end{aligned} \tag{143}$$

On obtient alors une bande passante proportionnelle à la pulsation de résonance ω_0 et dont le coefficient de proportionnalité est une fonction du coefficient d'amortissement. Nous allons au point suivant donner une formule explicite de la puissance absorbée du champ radiofréquence par la couche ferromagnétique en l'absence d'anisotropie de forme.

2.8.5 Puissance absorbée en l'absence d'anisotropie de forme.

Reprenons les équations (131) et (132), remplaçons M_x par M_s (hypothèse de faible précession) et enlevons le terme d'anisotropie de forme :

$$\delta\dot{M}_y = \mu_0\gamma\delta M_z H_0 + \delta\dot{M}_z \tag{144}$$

$$\delta\dot{M}_z = \mu_0\gamma\left(M_s H_{rf} - \delta M_y H_0\right) - \alpha\delta\dot{M}_y \tag{145}$$

On peut alors poser $\delta M = \delta M_y + i\delta M_z$ on obtient alors l'équation suivante :

$$(1+i\alpha)\delta\dot{M} - \mu_0\gamma H_0 i\delta M = i\mu_0\gamma M_s H_{rf} \tag{146}$$

On cherche alors une solution de δM sous la forme $\delta M = \delta M e^{i\omega t}$. On obtient alors :

$$\left((1+i\alpha)i\omega - \mu_0\gamma H_0 i\right)\delta M = i\mu_0\gamma M_s H_{rf} \tag{147}$$

$$\delta M = \frac{i\mu_0\gamma M_s H_{rf}}{\left((1+i\alpha)i\omega - \mu_0\gamma H_0 i\right)}$$

$$\delta M = \frac{-\mu_0\gamma M_s}{i\alpha\omega - (\omega - \mu_0\gamma H_0)} H_{rf}$$

$$\delta M = \frac{\mu_0 \gamma M_s \left(i\alpha\omega + (\omega - \mu_0 \gamma H_0)\right)}{\alpha^2\omega^2 + (\omega - \mu_0 \gamma H_0)^2} H_{rf}$$

On obtient ainsi la susceptibilité transverse $\chi_\perp$, au sens où il s'agit du plan perpendiculaire au champ extérieur constant.

$$\chi_\perp = \frac{\mu_0 \gamma M_s \left(i\alpha\omega + (\omega - \mu_0 \gamma H_0)\right)}{\alpha^2\omega^2 + (\omega - \mu_0 \gamma H_0)^2} \quad (148)$$

La puissance moyenne absorbée par la couche magnétique correspond à un déphasage entre l'excitation radiofréquence et la composante perpendiculaire au champ magnétique constant de l'aimantation. Elle est donnée par la relation :

$$P = \frac{1}{2}\omega\mu_0 H_{rf}^2 \mathrm{Im}(\chi_\perp) = \frac{1}{2}\mu_0^2 \frac{\gamma M_s \omega^2 \alpha}{\alpha^2\omega^2 + (\omega - \mu_0 \gamma H_0)^2} \quad (149)$$

Pour une fréquence donnée, cette expression est une Lorentzienne en fonction du champ magnétique extérieur centrée en $\omega/\mu_0\gamma$ et dont la largeur à mi-hauteur est $2\alpha\omega/\mu_0\gamma$.

Nous avons donc obtenu dans cette partie la formule explicite de la puissance dissipée sous excitation radiofréquence dans le cas d'un matériau ferromagnétique sans anisotropie de forme et donc normalement non applicable au couche mince.

Néanmoins, la Lorentzienne est la forme généralement retenue dans les expériences de résonance ferromagnétique et le coefficient d'amortissement est calculé en utilisant la relation trouvée dans ce paragraphe. En revanche, la formule donnant son centre est obtenue dans le cas d'oscillation libre car négliger l'anisotropie de forme pour le centre de la Lorentzienne donnerait une relation de dispersion complètement fausse.

2.8.6 Conclusion

La dynamique de l'aimantation est gouvernée par l'équation de Landau-Lifshitz-Gilbert. Nous avons vu que dans le cas général cette équation est extrêmement compliquée à résoudre. Néanmoins, après linéarisation il est possible d'extraire des formules analytiques permettant de mieux comprendre la dynamique de l'aimantation. En particulier, le cas des oscillations libres permet d'obtenir simplement la relation de dispersion (formule de Kittel) du système que nous avons étudié avec et sans amortissement.

Ensuite, nous avons montré que dans le cas simple où on ne considère pas l'anisotropie de forme, la puissance absorbée en fonction du champ magnétique appliqué pour une fréquence donnée est une Lorentzienne dont la largeur est proportionnelle à la fréquence utilisée et au paramètre d'amortissement.

Ce sont ces deux résultats qui seront utilisés dans la partie expérimentale pour ajuster nos courbes de résonance en fonction du champ magnétique et obtenir le paramètre d'amortissement et l'aimantation volumique à saturation de notre couche mince magnétique.

Chapitre 3 Méthodes expérimentales

3.1 Présentation du dispositif expérimental de mesure de transport 76

3.1.1 Champ magnétique 76

3.1.2 Fixation de l'échantillon 76

3.2 Mesure électrique DC 77

3.3 Caractérisation thermoélectrique – Mesure des coefficients Seebeck 77

3.4 Mesures thermoélectriques transverse avec modulation 78

3.5 Résonance ferromagnétique 81

3.5.1 Instruments et branchements 81

3.5.2 Programme de contrôle de l'expérience 82

3.1 Présentation du dispositif expérimental de mesure de transport

3.1.1 Champ magnétique

Au cours de cette étude du transport électrique et thermoélectrique dépendant de l'aimantation ou du champ magnétique, il a été nécessaire d'appliquer un champ magnétique. Pour cela nous avons utilisé un électroaimant pouvant fournir un champ magnétique maximum de 1T. L'alimentation de l'électroaimant est bipolaire, ce qui signifie qu'elle est capable de fournir un courant positif et négatif dans les bobines. Cette alimentation est contrôlée par un générateur de tension continue lui-même contrôlé par un ordinateur.

3.1.2 Fixation de l'échantillon

Pour faire la mesure il est nécessaire de fixer l'échantillon au milieu de l'électroaimant. La méthode retenue est celle d'un bras de mesure sur lequel un circuit imprimé peut être branché. En sortie du bras de mesure les fils sont reliés à l'âme centrale d'une BNC. Ils sont alors envoyés vers une boite de mesure faisant le lien entre les BNC et les instruments de mesure ayant chacun des connectiques différentes.

Une nouvelle version du bras de mesure a également été réalisée permettant de sortir plus de contact du bras de mesure vers une prise série. Ce bras s'adapte sur un dispositif de rotation motorisé contrôlé par un arduino (un microcontrôleur) relié à un ordinateur par USB (reconnu comme un port série). Le programme contenu dans le microcontrôleur est fourni en annexe. Des pilotes Labview ont été réalisés pour le contrôler facilement depuis l'ordinateur. Il n'a pas été utilisé au cours des mesures présentées dans cette thèse.

Pour les mesures avec les échantillons de permalloy, l'échantillon est directement fixé sur le circuit imprimé et les pistes de cuivre du circuit imprimé sont reliées à l'échantillon par des fils d'aluminium fixés à la laque d'argent.

Pour les mesures sur InSb, l'échantillon est fixé sur une puce spéciale et l'échantillon est câblé par un fil d'or par la méthode « ball bonding ». Cette puce est alors connectée au circuit imprimé par des fils d'or fixé à la laque d'argent.

Pour les mesures sur GGG et YIG, l'échantillon est directement fixé sur le circuit imprimé et connecté au circuit imprimé par la méthode « wedge bonding » avec un fil d'aluminium de 25µm.

En fonction de la manière dont étaient montés les connecteurs sur le circuit imprimé, l'échantillon pouvait être tourné soit autour d'un axe contenu dans le plan de l'échantillon, soit autour de l'axe perpendiculaire à l'échantillon.

3.2 Mesure électrique DC

Les mesures électriques en tension continue nécessitent principalement deux instruments : un générateur de courant continu à faible bruit et un nanovoltmètre.

Le nanovoltmètre était typiquement en vitesse « medium » c'est-à-dire avec un NPLC égal à 1 qui apportait le meilleur compromis entre bruit et vitesse de mesure. Nous prenions en général entre 5 et 10 mesures moyennées par point de mesure.

La résistance et la tension transverse sur les échantillons étaient alors mesurées en fonction de l'amplitude du champ magnétique, de son orientation ou encore de l'amplitude du courant appliqué.

3.3 Caractérisation thermoélectrique – Mesure des coefficients Seebeck

L'expérience proposée pour la mesure des coefficients Seebeck de nos matériaux est extrêmement simple. On prend une ligne de ce matériau, chaque extrémité de la ligne est connectée à un voltmètre Figure 19 (gauche).

A l'instant t=0, on plonge le bas de la ligne dans un mélange d'eau et de glace dont on mesure la température. A cet instant la température du haut de la ligne est encore à la température de la pièce tandis que le bas de la ligne plongé dans l'eau glacée est à la température du bain. On obtient alors une différence de tension entre le bas de la ligne et le haut de la ligne dont on sait qu'elle correspond à la différence de température entre le bain et la pièce Figure 19 (droite). Le ratio de cette différence de tension par cette différence de température donne le coefficient Seebeck du matériau avec pour référence le fil d'aluminium et la laque d'argent. Par la suite, le haut de la ligne se refroidit jusqu'à atteindre un état stationnaire.

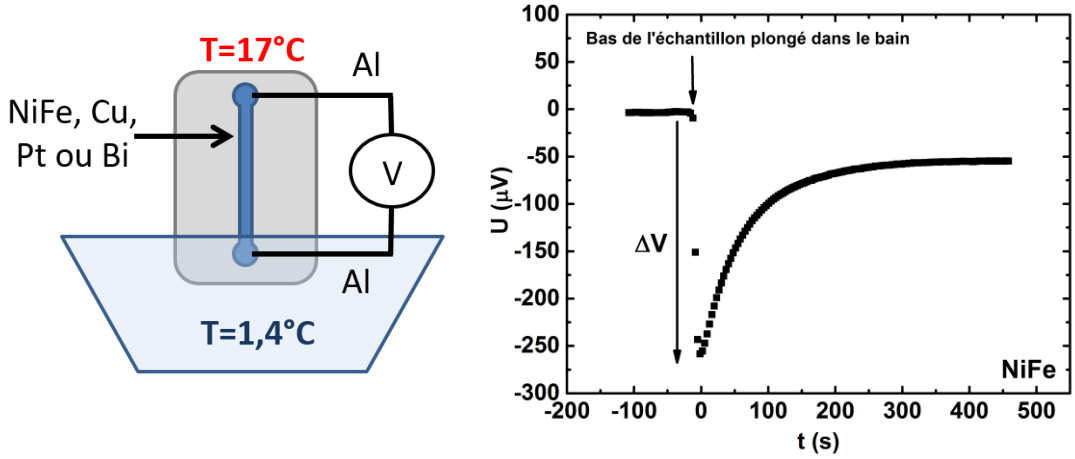


Figure 19 (gauche) Schéma de la mesure utilisée pour mesurer les coefficients Seebeck de nos couches minces. (droite) Mesure de la tension au cours du temps pour une linge de permalloy. En t=0 le bas de l'échantillon est plongé dans le bain d'eau glacé. A cet instant la différence de température est égale à la différence entre la température du bain et la température extérieure donc $\Delta T = 17\text{-}1{,}4 = 15{,}6K$. *Cette différence de température correspond à une différence de tension* ΔV *représentée sur le graphique. Le coefficient Seebeck est alors :* $S = \Delta V/\Delta T$. *Dans le cas présent, le coefficient est négatif.*

3.4 Mesures thermoélectriques transverse avec modulation

La méthode que nous avons choisi pour les mesure thermoélectriques est la même que la thèse du doctorant précédent (Pham, 2014) et le même programme a été utilisé.

Le chauffage se fait par injection d'un courant alternatif de faible fréquence f (entre 0,01Hz et 0,1Hz) dans une électrode métallique qui chauffe alors à la fréquence double à cause de l'effet Joule. Nous avons utilisé un générateur basse tension qui est capable de générer une tension maximum V_{pp} de 20V crête à crête. Celui que nous avons utilisé est le DS340 de chez Stanford research systems. Il possède un mode dit « 50 ohms » et un mode dit « high-Z ». Nous avons utilisé le mode 50 ohms dans nos mesures. La différence entre ces deux modes est laissée en annexe. Sa résistance de sortie est de $R_g = 50\Omega$. Ce dernier point est important car la résistance de l'électrode de chauffage R est typiquement comprise entre 20Ω et quelques centaines d'Ohm. La puissance injectée est alors égale à :

$$P = P_0(1 + \cos 4\pi ft) \text{ avec } P_0 = \frac{1}{8} R \left(\frac{V_{pp}}{R+R_g}\right)^2 \qquad (150)$$

Une tension thermoélectrique est alors mesurée soit directement en contactant un fil sur le matériau (mesure sur InSb) soit en contactant un fil aux bornes d'une autre électrode métallique (voir Figure 20) avec un nanovoltmètre qui est capable de faire une mesure toute les 100 ms environ ce qui est suffisant tant que la fréquence d'oscillation 2f est inférieure à 1Hz. Elle comporte une composante

continue, une composante à la fréquence f et une autre à la fréquence2f. La tension proportionnelle à la fréquence f est probablement due à de l'induction et au courant de fuite tandis que la tension à la fréquence 2f est due au chauffage Joule.

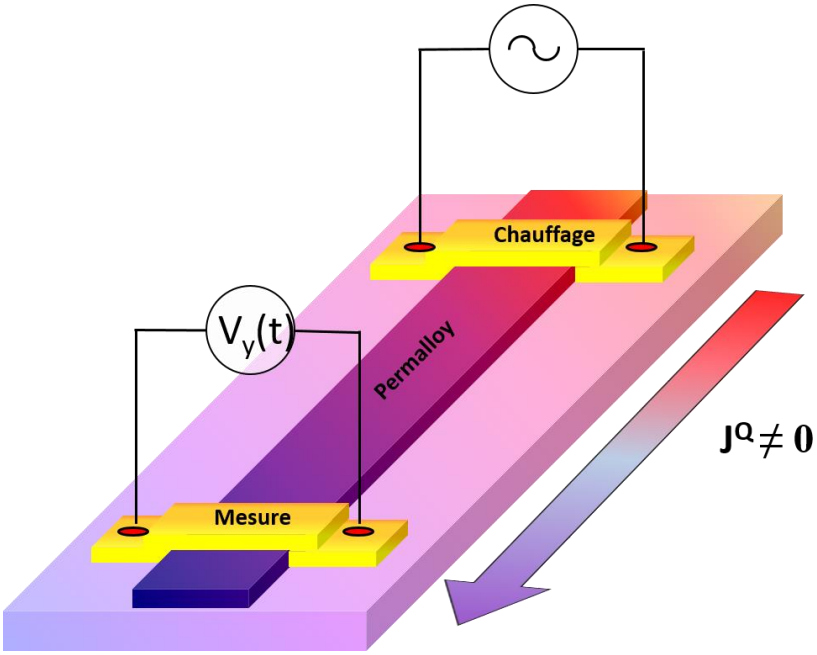


Figure 20 Schéma de la mesure thermoélectrique transverse dans le cas des échantillons de permalloy.

La formule utilisée pour ajuster la courbe temporelle est :

$$V_y(t) = U_0 + U_f \cos(2\pi ft + \phi_1) + U_{2f} \cos(4\pi ft + \phi_2) \qquad (151)$$

Notons ici que le programme Labview qui fait l'acquisition des données procède également à l'ajustement des courbes et que celui-ci ne peut fournir que des valeurs positives pour U_{2f}. Ce point est important à garder en tête car il peut donner lieu à des artéfacts de mesures comme nous le verrons pour certaines mesures sur InSb et permalloy.

D'après la puissance Joule dissipée, notons également qu'en principe les coefficients U_0 et U_{2f} doivent avoir la même amplitude si la distance entre l'électrode de chauffage et l'électrode de mesure est petite devant la longueur d'onde des ondes thermiques. Autrement dit, si la composante à la fréquence 2f n'est pas trop amortie. La Figure 21 donne la tension obtenue au cours du temps.

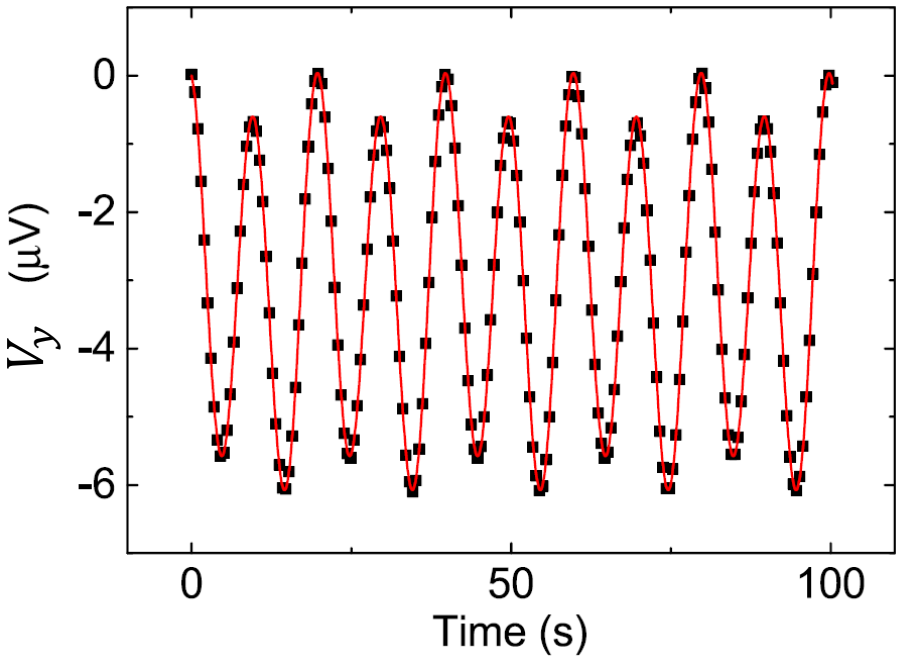


Figure 21 Tension mesurée avec un nano-voltmètre sur un échantillon d'InSb. Les carrés noirs sont les données expérimentales et la courbe rouge est ajustée d'après la formule donnée par l'équation 151

On y observe bien une composante continue, une composante à la fréquence f (différence d'amplitude entre deux crêtes successives) et une composante à la fréquence 2f (oscillation principale).

La tension à la fréquence 2f est mesurée en fonction de l'angle de rotation de l'échantillon dans le champ magnétique, de l'amplitude du champ magnétique extérieur ou de la fréquence.

Par ailleurs, dans le cas des mesures thermoélectriques transverses sur permalloy, la tension transverse à la fréquence 2f possède une composante qui ne dépend pas de l'aimantation. Nous la soustrairons systématiquement pour recentrer les courbes en 0 et l'appellerons ΔV_y.

3.5 Résonance ferromagnétique

3.5.1 Instruments et branchements

Nous avons au cours de cette thèse conçu une expérience de résonance ferromagnétique. La partie radiofréquence et détection se compose des éléments suivants :

- Un générateur radio-fréquence jusqu'à 20GHz fournissant une puissance maximale de 15 dbm (National instrument PXIe-5654)
- Un bloque DC pour protéger l'entrée de la source (Pasternack PE 8210)
- Un détecteur rf à quartz fonctionnant jusqu'à 26,5GHz Keysight (8473C+option polarité positive)
- Un guide d'onde coplanaire (Twin industry carte de prototypage MicroAmp MB14)
- Un amplificateur à détection synchrone (Stanford research system SR830)

La partie magnétique est composée des éléments suivants :

- Un électroaimant Drusch et son alimentation continue bipolaire Bouhnik pouvant fournir jusqu'à 1T
- Une source de tension Keithley 6487 pour le contrôle de l'alimentation de l'électroaimant.
- Deux bobines de modulation de type « chargement sans fil ».
- Un Gaussmètre analogique relié à un multimètre Keithley 2000 sur son port amplifié. La calibration donne 4,875 V/T

La mesure est effectuée par un amplificateur à détection synchrone Stanford research SR830 branché par un câble BNC au détecteur de puissance. Le schéma complet de notre expérience de résonance ferromagnétique est donné par la Figure 22.

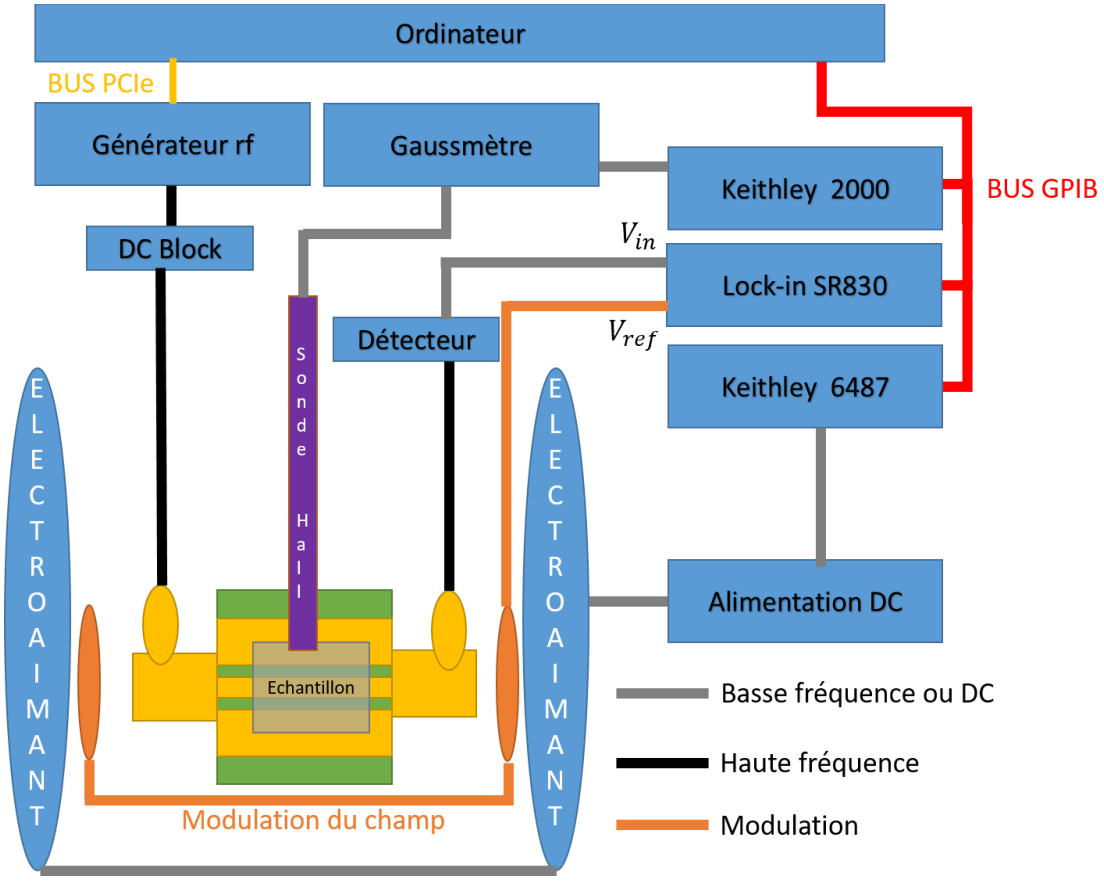


Figure 22 Schéma du dispositif expérimental utilisé pour les mesures de résonance ferromagnétique avec une modulation de champ.

3.5.2 *Programme de contrôle de l'expérience*

Le logiciel de programmation utilisé pour le contrôle de notre expérience est Labview. Le principal avantage est la disponibilité des pilotes pour les instruments et la possibilité d'avoir une interface graphique sans effort. Son inconvénient est la nécessité de penser la programmation différemment de la programmation séquentielle habituelle.

La structure choisie pour ce programme est la machine d'état simple introduite dans les formations Labview Core 1 et Core 2 que j'ai suivies pendant cette thèse.

La Figure 23 montre la structure d'un tel programme lorsqu'on boucle sur un seul paramètre, nous choisirons le champ magnétique, mais ce pourrait être autre chose comme la puissance radiofréquence, la fréquence ou tout autre paramètre ajustable de l'expérience.

.Le programme est décomposé en plusieurs étapes (Figure 23). La première est une étape d'initialisation qui met les instruments dans un état connu et créée un fichier pour la mesure en cours. Ensuite, le premier champ magnétique est fixé, la mesure est faite puis écrite dans un fichier. Vient alors la question de savoir si tous les champs que l'on souhaitait mesurer ont été faits. Si c'est le cas le programme se

termine par une étape de fin qui arrête le champ magnétique et ferme la session visa avec tous les instruments ce qui évite les problèmes de communications. Sinon, on retourne à l'étape ou le champ magnétique est appliqué après avoir calculé le nouveau champ à utiliser. A tout moment si une erreur survient, ou si le bouton stop est utilisé par l'utilisateur le programme passe directement à l'étape d'arrêt du programme.

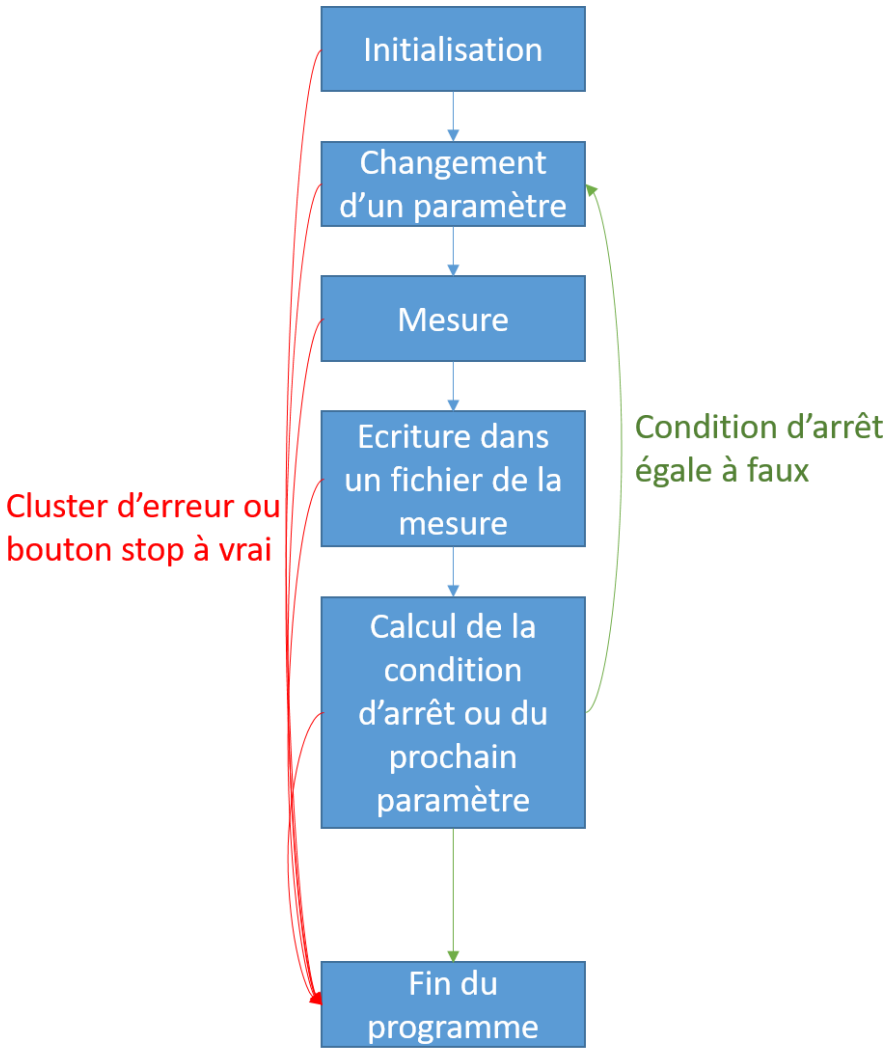


Figure 23 Structure simplifiée du programme composé d'une seule boucle principale (le champ dans le cas présent).

J'ai décrit le fonctionnement pour une seule boucle, en réalité on peut ajouter autant de boucles qu'on le souhaite en ajoutant des états dans la machine à états. Chaque boucle est contrôlée par un tableau. La colonne de gauche du tableau donne le bord des domaines et la colonne de droite le nombre de pas pour le domaine. Le nombre « number of times » définit le nombre de répétitions de la boucle. Dans l'exemple de la Figure 24, le champ va de 50 à 250 G en 50 pas. Cette boucle doit être répétée dix fois. On peut ajouter autant de ligne qu'on le souhaite mais un minimum de deux est nécessaire. Le cluster « windowing »

implémente un fenêtrage de la mesure. Le tableau se réfère alors au champ avec pour origine le champ à résonance calculé d'après la formule de Kittel présenté dans la partie théorique.

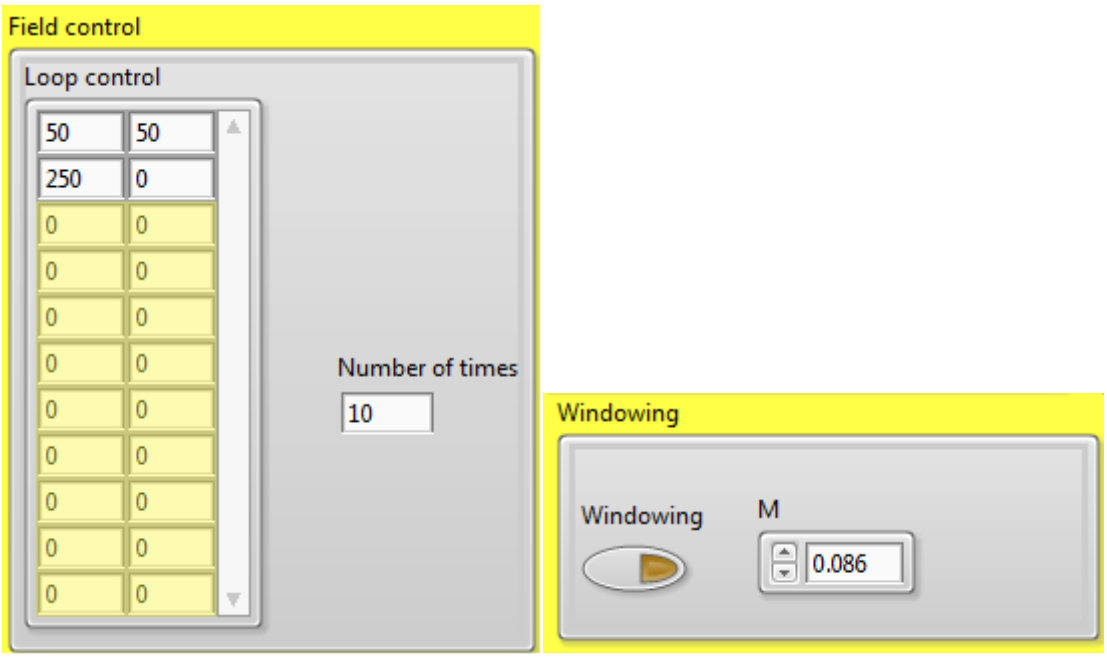


Figure 24 Tableau de contrôle du champ magnétique et cluster « windowing ».

Un cluster « Loop state » permet de donner à l'utilisateur l'état d'avancement de la boucle en cours et est utilisé par le programme pour définir si la boucle est terminée ou non et quel doit être le prochain paramètre de la boucle. Figure 25 donne un exemple de ce cluster. Il signifie que le champ actuel est de 186G, la taille du pas est de 4G, le programme est actuellement sur la première ligne du tableau (Current index =0) et c'est la septième itération de la boucle.

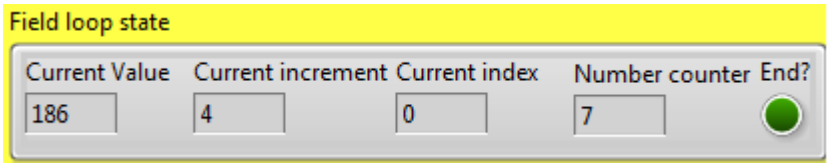


Figure 25 Le cluster « Loop state » permet de connaitre l'avancement du programme

La chaine de caractère « Sample Name » créée un dossier du nom de l'échantillon s'il n'existe pas encore et l'utilisera en préfixe pour le nom du fichier auquel sera ajouté les différents paramètres important de la mesure ainsi que l'heure et la date. La première colonne du fichier contient le champ, la deuxième l'écart-type de la mesure du champ, la troisième contient le canal 1 de l'amplificateur à détection synchrone, la quatrième l'écart-type de la mesure sur le canal 1, la cinquième colonne contient le canal 2 et la sixième l'écart-type du canal 2.

Les paramètres de l'amplificateur à détection synchrone sont contrôlés par un cluster dédié qui reproduit sa face avant Figure 26.

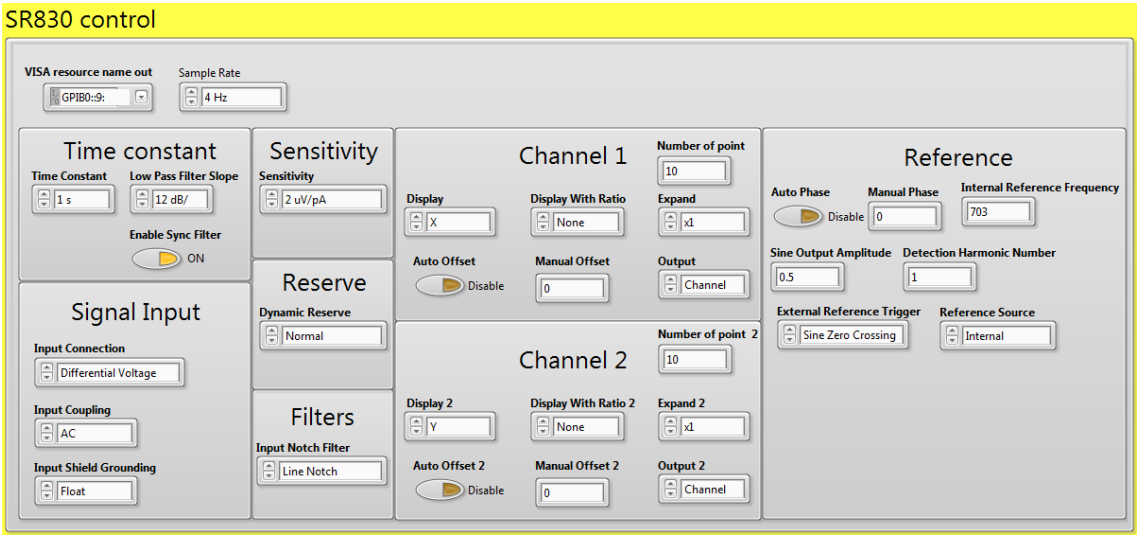


Figure 26 Cluster de contrôle de l'amplificateur opérationnel

Enfin, soulignons que plusieurs volets sont disponibles dans le programme. Le volet présenté dans la Figure 27 présente le contrôle de la modulation du signal radiofréquence. Dans le cas présent il s'agit d'une modulation d'amplitude de 100%. Le booléen « Rf modulation » permet d'activer ou non la modulation de la source radiofréquence.

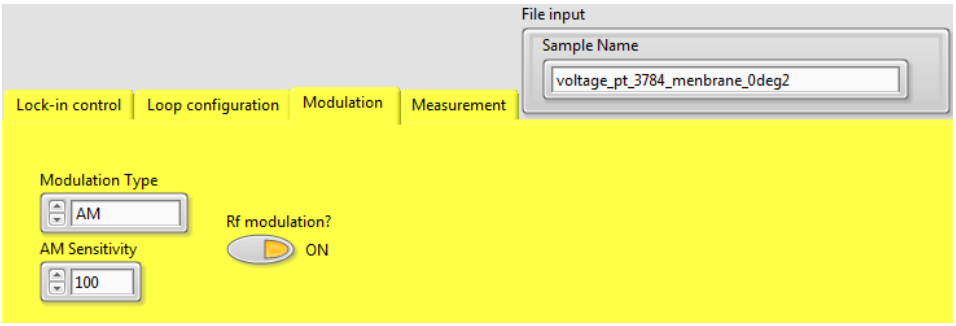


Figure 27 Le volet modulation permettant d'utiliser une modulation de fréquence. Pour cela la sortie de l'amplificateur à détection synchrone doit être banchée à la source radiofréquence sur l'entrée correspondant au type de modulation choisit.

Chapitre 4 Résultats expérimentaux

4.1 Effets Righi-Leduc planaire et anomal dans permalloy 89

4.1.1 Description des échantillons 89

4.1.2 Caractérisations magnétique et électrique des échantillons .. 90

4.1.3 Mesure des coefficients Seebeck des matériaux 93

4.1.4 Caractérisation thermique en régime sinusoïdal forcé 94

4.1.5 Mesures thermoélectriques transverses 95

4.1.6 Conclusion 103

4.2 Effet Nernst dans le platine 104

4.2.1 Descriptions des échantillons 104

4.2.2 Mesure hors du plan de Pt sur YIG 105

4.2.3 Mesure hors du plan de Pt sur GGG 106

4.2.4 Mesure hors du plan de Pt sur verre. 106

4.2.5 Conclusion 107

4.3 Effet Hall et effet Nernst dans InSb 108

4.3.1 Motivations 108

4.3.2 Description des échantillons 108

4.3.3 Mesure de Magnétorésistance 108

4.3.4 Mesure d'effet Hall 109

4.3.5 Mesure d'effet Nernst 111

4.3.6 Conclusion 114

4.4 Détection du potentiel thermoélectrique provoqué par résonance ferromagnétique 115

4.4.1 Motivations 115

4.4.2 Description des échantillons 115

4.4.3 Caractérisation de la couche ferromagnétique 116

4.4.4 Mesure de tension directe sur le permalloy..... 118

4.4.5 Mesure thermoélectrique..... 118

4.4.6 Conclusion..... 119

4.5 Transport anisotrope en géométrie Corbino dans le permalloy, CoGd, CoTb et platine 120

4.5.1 Géométrie de mesure..... 120

4.5.2 Résultats pour permalloy..... 123

4.5.3 Résultats pour CoGd 125

4.5.4 Résultat pour CoTb 127

4.5.5 Résultat pour platine..... 130

4.5.6 Conclusion..... 132

4.1 Effets Righi-Leduc planaire et anomal dans permalloy

L'objectif de cette partie est d'étudier les tensions transverses mesurées dans la même géométrie que celle du spin Seebeck transverse et de faire varier la direction de l'aimantation aussi bien dans le plan de la couche mince qu'hors du plan de la couche mince afin de distinguer l'effet Spin Seebeck du transport anisotrope. Ensuite nous avons étudié l'influence du matériau de l'électrode sur l'amplitude du signal pour séparer l'effet thermoélectrique (Nernst) de l'effet thermique (Righi-Leduc).

Ce travail est issu d'une collaboration avec l'institut Jean Lamour à Nancy et a fait l'objet d'une publication dans Physical Review B (Madon, et al., 2016).

4.1.1 Description des échantillons

Les échantillons sont composés d'une ligne centrale de $Ni_{81}Fe_{19}$ (appelé permalloy) déposée en une couche mince de 20nm d'épaisseur. Des électrodes transverses de platine, cuivre ou bismuth ont été déposées transversalement à la ligne centrale. Leur épaisseur varie de 3nm à 100 nm pour le platine, 100 à 200 nm pour le bismuth et 20nm pour le cuivre. Les dimensions latérales sont de l'ordre du demi-millimètre et les dimensions longitudinales de l'ordre du centimètre. (Figure 28). La distance entre deux électrodes est de l'ordre de 2,5mm. Le substrat choisi pour cette étude est un substrat de verre. Nous l'avons choisi pour sa faible conductivité thermique.

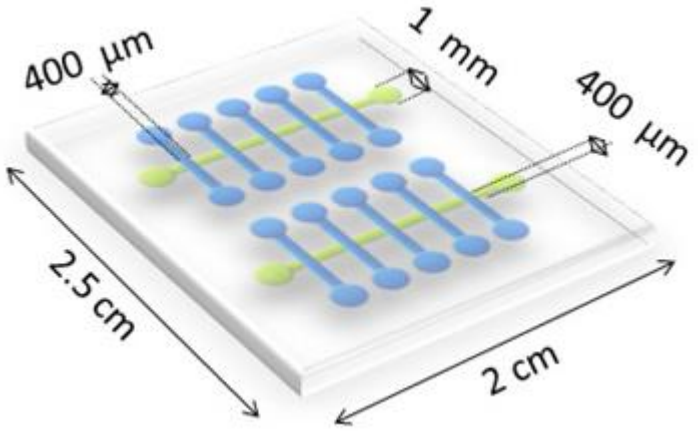


Figure 28 Schéma des échantillons utilisés pour les mesures sur permalloy (repris de (Pham, 2014)). La ligne verte est la ligne de permalloy tandis que les lignes bleues sont les électrodes de bismuth, platine ou cuivre.

Pour faire les mesures, les échantillons étaient coupés pour ne garder que la ligne centrale et une ou deux électrodes selon les échantillons.

4.1.2 Caractérisations magnétique et électrique des échantillons

Les premières mesures qui ont été faites sur ces échantillons sont purement électriques. Trois propriétés ont été mesurées : la magnétorésistance anisotrope, l'effet Hall planaire et l'effet Hall anomal. Leur étude a permis de se familiariser avec les échantillons et le transport anisotrope mais également de connaitre les propriétés magnétiques de l'échantillon.

4.1.2.1 Mesure de magnétorésistance anisotrope

Pour mesurer la magnétorésistance anisotrope un courant est appliqué le long de la ligne de permalloy et la tension est mesurée avec un nanovoltmètre. Le montage utilisé pour faire cette mesure est un montage à deux contacts (les mêmes fils servent à appliquer le courant et à mesurer la tension). Le champ magnétique extérieur est appliqué perpendiculairement à l'échantillon.

Pour rappel, si on choisit l'axe de la ligne de permalloy comme l'axe des x, alors le courant est selon x et la magnétorésistance anisotrope a pour expression :

$$\frac{\Delta R}{R}(\vec{M}) = \frac{\Delta R}{R}\Big|_0 \frac{M_x^2}{M_s^2} \tag{152}$$

Avec $\frac{\Delta R}{R}\Big|_0$ un coefficient caractéristique du matériau égal à la différence de résistance entre une aimantation perpendiculaire au courant électrique et une aimantation le long du courant électrique normalisé par la résistance perpendiculairement au courant électrique, $\frac{\Delta R}{R}(\vec{M})$ est la différence entre la résistance mesurée et la résistance lorsque l'aimantation est perpendiculaire au courant, normalisée par cette dernière.

La Figure 29 présente une mesure de magnétorésistance en fonction du champ magnétique appliqué perpendiculairement au plan de l'échantillon. On observe que plus le champ magnétique le long de l'axe perpendiculaire est intense plus la résistance est faible. Cela s'explique par le fait que plus le champ magnétique hors du plan est grand plus la composante selon x diminue. A faible champ on observe que la résistance change subitement. Ceci ne peut pas s'expliquer si on suppose que le champ magnétique extérieur est parfaitement aligné avec l'axe z. en revanche en introduisant un petit angle de 5° par rapport à la normale à l'échantillon et en supposant que la composante planaire du champ est selon l'axe x, alors ce changement de résistance correspond au passage d'une situation ou l'aimantation est presque parfaitement alignée avec l'axe des x (résistance maximale) à une situation ou l'aimantation s'aligne avec la faible anisotropie uniaxiale introduite dans le paragraphe théorique. Cela se traduit par une baisse de résistance et permet de connaitre la direction et l'amplitude de cette anisotropie uniaxiale.

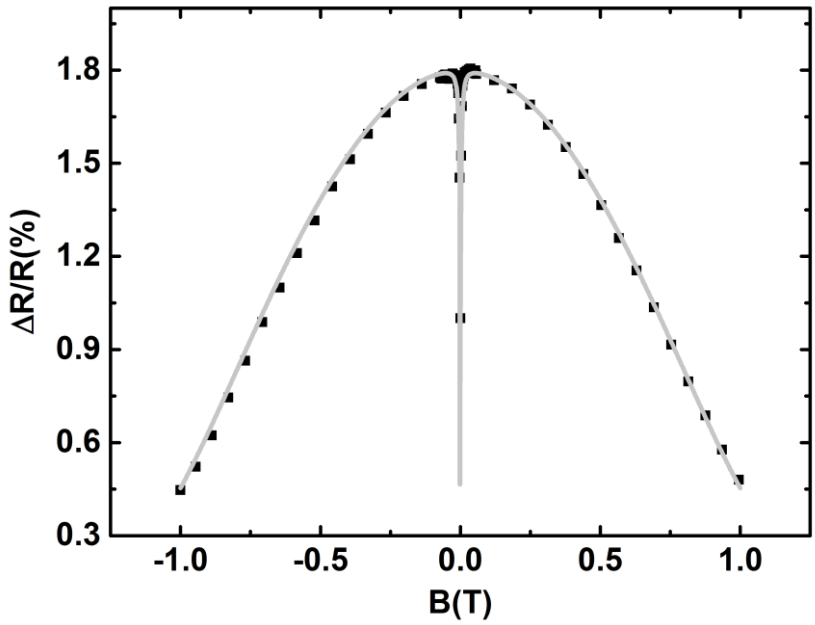


Figure 29 Mesure de magnétorésistance anisotrope. Le champ est appliqué perpendiculairement à l'échantillon. Les données expérimentales sont les carrés noirs et la ligne grise est un ajustement réalisé avec le programme de calcul des états d'aimantation présenté dans la partie théorique. Les états d'aimantation sont alors injectés dans l'équation 152. Les paramètres magnétiques sont ceux présentés dans la partie théorique. Le paramètre $\frac{\Delta R}{R}\Big|_0$ *est pris égal à 1,8%. Le champ est appliqué selon un angle* $\theta_H = 5°$ *et* $\varphi_H = 0°$.

Cette simple mesure de magnétorésistance permet de vérifier trois choses :

- Le matériau est ferromagnétique
- L'amplitude du champ démagnétisant
- L'amplitude et la direction de l'anisotropie uniaxiale dans le plan

C'est une mesure particulièrement efficace et sensible pour déterminer les propriétés magnétiques d'un échantillon.

4.1.2.2 Effet Hall anomal et planaire

La magnétorésistance anisotrope à elle seule permet de bien caractériser la couche mince magnétique. Nous allons compléter l'étude en montrant les résultats obtenus en géométrie transverse pour un champ appliqué hors du plan. Nous allons voir qu'il s'agit d'un mélange d'effet Hall anomal et d'effet Hall planaire.

Rappelons la dépendance en aimantation attendue dans la géométrie barreau et dans le cas d'un courant électrique appliqué le long de l'axe x et une mesure le long de l'axe y (configuration Hall) :

$$V_y = \left(\Delta\rho m_x m_y + \rho_{AH} m_z\right)\frac{I}{t} \tag{153}$$

V_y est la tension mesurée le long de l'axe des y, I est le courant électrique et t est l'épaisseur de la couche mince. m_x , m_y et m_z sont les composantes de l'aimantation selon les axes x, y et z respectivement.

La
Figure 30 montre le résultat obtenu. On observe deux choses. La première est l'existence d'un saut de tension à champ faible. Cela s'explique par la rotation de l'aimantation le long de l'axe d'anisotropie uniaxiale. L'aimantation passe donc d'un état où m_y est nul à un état où m_y et m_x sont non nulles provoquant l'apparition d'une tension supplémentaire provoquée par l'effet Hall planaire. La seconde est une différence de tension entre un champ de 1T et de -1T lorsque le champ appliqué à une composante hors du plan (30° et 150°). A ce champ, l'aimantation est majoritairement hors du plan de l'échantillon et cette différence de tension a pour origine l'effet Hall anomal proportionnel à m_z.

Ces courbes confirment un peu plus que notre couche de permalloy est ferromagnétique et l'existence d'une anisotropie uniaxiale. Cette dernière est la seule qui permette d'expliquer ce saut de tension à champ faible. On observe également que l'effet Hall anomal dans ce matériau est bien plus faible que l'effet Hall planaire ce qui aura son importance lorsque nous étudierons l'effet Corbino au paragraphe 4.5.2.

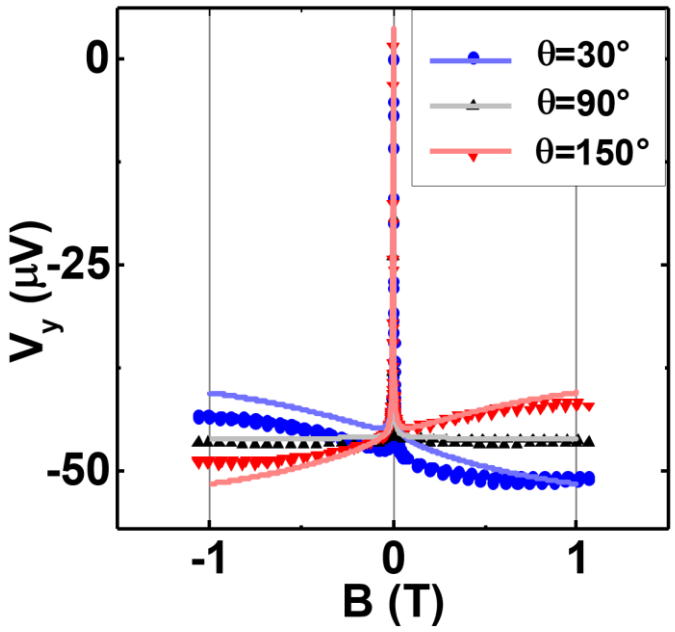


Figure 30 Mesure de la tension mesurée en configuration Hall en fonction de l'amplitude du champ magnétique appliqué pour un courant de 1mA. Les courbes bleue, noire et rouges sont obtenues en appliquant le champ magnétique avec un angle hors plan θ_H respectivement de 30, 90 et 150 degré et un angle dans le plan φ_H de 0 degré. Les points sont les données expérimentale tandis que les lignes ont été obtenues par calcul des états d'aimantations de la couche ferromagnétique et en utilisant l'équation de transport.

4.1.3 Mesure des coefficients Seebeck des matériaux

Dans la mesure où nous nous intéressons à l'effet Righi-Leduc qui est un effet thermique, nous avons besoin de convertir le gradient de température transverse qui apparait dans le permalloy en une différence de tension. Pour cela, nous avons choisi d'utiliser une électrode métallique qui convertit ce gradient de température en tension par effet Seebeck. Il était donc nécessaire de mesurer les coefficients Seebeck de nos matériaux.

La méthode utilisée pour faire cette mesure est détaillée dans la section méthode. Je ne donne ici que le résultat de cette mesure déjà présente dans (Pham, 2014). La référence est le fil d'aluminium et la laque d'argent utilisés pour contacter les échantillons car une mesure d'effet Seebeck donne accès à la différence de coefficients Seebeck entre les deux métaux en contact. Dans le cas présent, il s'agit du métal de la couche mince (permalloy, platine, cuivre ou bismuth) et le contact à la laque d'argent du fil d'aluminium.

S_{Py} (μV/K)	S_{Pt} (μV/K)	S_{Cu} (μV/K)	S_{Bi} (μV/K)
-16,2	0,7	3,2	950

Table 5 Valeur des coefficients Seebeck du permalloy, platine, cuivre et bismuth. La référence commune est le fil d'aluminium connecté à la laque d'argent.

Les coefficients Seebeck obtenus sont assez proches de ceux trouvés dans la littérature sauf pour le bismuth qui dans notre cas semble avoir un coefficient

Seebeck bien supérieur à la littérature (Damodara Das & Soundararajan, 1987). Cela est peut-être dû à une oxydation du matériau.

Quoi qu'il en soit, on observe que le permalloy a un coefficient Seebeck plus fort que le platine et le cuivre et est de signe opposé. Le bismuth a un coefficient Seebeck plus de cinquante fois plus grand que permalloy.

En conséquence, dans le cas d'une mesure d'effet Righi-Leduc, on s'attend à ce que la tension mesurée dépende de la nature de l'électrode métallique. En particulier, il est attendu une forte augmentation de la tension transverse en utilisant une électrode de bismuth.

4.1.4 Caractérisation thermique en régime sinusoïdal forcé

La méthode de mesure thermoélectrique avec modulation présentée dans la partie méthode utilise un courant électrique alternatif et produit un chauffage au double de la fréquence. Nous nous sommes donc intéressés à l'influence de la fréquence sur l'amplitude de la tension transverse.

Comme expliqué dans la partie théorique, les ondes thermiques en régime sinusoïdal forcé s'amortissent exponentiellement. La distance d'amortissement varie comme la racine carrée de la fréquence du courant de chaleur (donc du double de la fréquence du courant électrique injecté). Pour une mesure à distance fixe, on s'attend donc à ce que la tension thermoélectrique mesurée décroisse exponentiellement en fonction de la racine carré de la fréquence du courant de chaleur.

La Figure 31 (a) présente la tension thermoélectrique en fonction de la racine carré de la fréquence du courant de chaleur. On a représenté trois courbes correspondant à trois orientations différentes de l'aimantation : le long de z, dans le plan et le long de –z. On y définit alors $\delta(\Delta V_y)$ qui correspond à la différence de tension thermoélectrique entre l'aimantation le long de z et le long de –z. La Figure 31 (b) montre le résultat ainsi obtenu .

On observe sur la Figure 31 une décroissance exponentielle en fonction de la fréquence différente selon qu'on regarde la tension à 0 champ (Figure 31 (a)) ou que l'on regarde la variation de cette tension avec le champ magnétique (Figure 31 (b)). Cela nous permet d'extraire la diffusivité dans chacun des deux cas. Dans le cas où l'on regarde seulement la valeur de la tension à champ nul on trouve une diffusivité plus faible légèrement supérieure à la valeur à laquelle on pourrait s'attendre pour du verre. Si on regarde la variation liée au champ magnétique Figure 31 (b) on trouve une diffusivité proche de celle à laquelle on s'attend pour un métal.

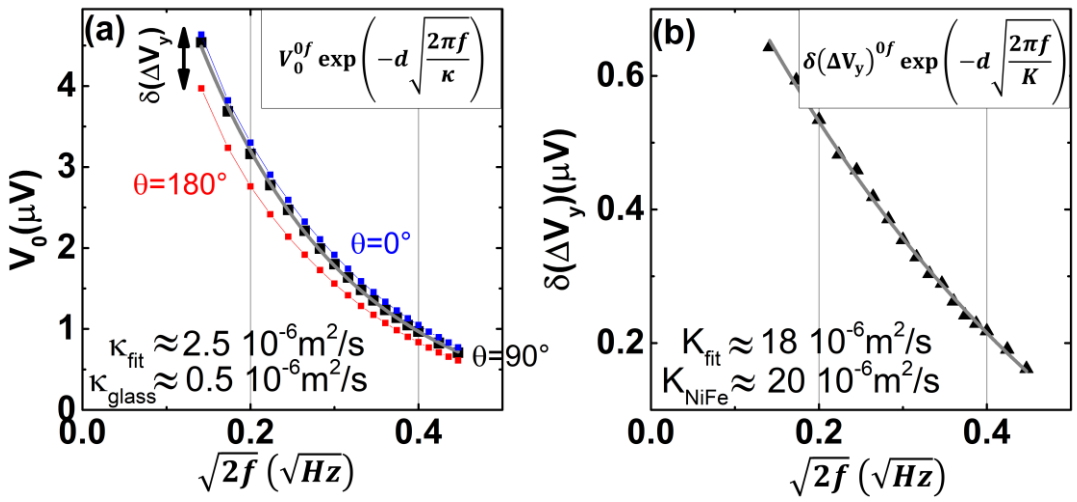


Figure 31 (a) Dépendance en fréquence de la tension thermoélectrique à la fréquence 2f mesurée à champ nul (noir) et un ajustement exponentiel (gris) avec un champ hors du plan de 1T (bleu) et un champ hors du plan de -1T (rouge) et (b) mesure de la dépendance en fréquence de la différence de tension à la fréquence 2f mesurée entre un champ de 1T et un champ de -1T appliqué perpendiculairement au plan de l'échantillon. Cette différence de tension $\delta(\Delta V_y)$ *est schématisée sur la figure (a).*

On conclut de cette étude thermique que le modèle 1D de diffusion de la chaleur en régime sinusoïdal forcé est une bonne approximation de notre système et que les variations de tensions provoquées par un changement de champ magnétique hors du plan sont dues à la chaleur qui diffuse dans le permalloy seulement.

4.1.5 Mesures thermoélectriques transverses

Nous avons caractérisé électriquement nos matériaux et montré qu'on pouvait mesurer la magnétorésistance anisotrope ainsi que les effets Hall planaire et anomal. Nous allons désormais nous intéresser aux mesures transverses thermoélectriques en utilisant la technique de modulation présentée dans la partie méthode et avons choisi une fréquence de 0,02Hz qui garantit dans le cas présent le meilleur compromis entre durée de la mesure et amplitude du signal. Nous allons présenter les résultats obtenus avec trois matériaux différents au niveau de l'électrode de mesure : platine, cuivre et bismuth.

Rappelons avant de commencer la dépendance angulaire attendue de cette tension thermoélectrique transverse. La direction de mesure est part convention selon y. En prenant en compte toute les directions du courant de chaleur, si cette tension a pour origine le transport thermique anisotrope alors on s'attend à :

$$\left(\frac{\Delta r}{2}\sin^2\theta\sin 2\varphi + r_{ARL}\cos\theta\right)J_x^Q + (r_0 + \Delta r\sin^2\theta\sin^2\varphi)J_y^Q + \left(\frac{\Delta r}{2}\sin\varphi\sin 2\theta - r_{ARL}\sin\theta\cos\varphi\right)J_z^Q \quad (154)$$

Les coefficients Δr et r_{ARL} correspondent aux coefficients Righi-Leduc planaire et anomal respectivement. Nous avons ici utilisé la relation sous forme de résistivité

plutôt que de conductivité comme dans la partie théorique car elle est plus commode pour discuter les expériences. Bien entendu on a la même relation pour l'effet thermoélectrique transverse Nernst.

Nous pourrons discriminer les effets Righi-Leduc et Nernst en comparant les résultats obtenus avec différents métaux pour l'électrode de mesure. En effet, dans le cas de l'effet Nernst, l'électrode métallique sonde la tension transverse qui se développe dans le permalloy. L'amplitude de cette tension est donc indépendante du matériau utilisé. En revanche, dans le cas de l'effet Righi-Leduc, l'électrode métallique joue un rôle actif et convertie la différence de température transverse en une tension par effet Seebeck.

Pour rappel, la configuration expérimentale utilisée et la définition des angles est redonnée (Figure 32). L'axe x est par définition le long de la ligne de permalloy. L'axe z est perpendiculaire au plan de l'échantillon. L'angle θ (respectivement θ_H) est l'angle entre z et l'aimantation (respectivement du champ magnétique appliqué). L'angle φ (respectivement φ_H) est l'angle entre x et la projection de l'aimantation sur le plan de l'échantillon de l'aimantation (respectivement du champ magnétique appliqué).

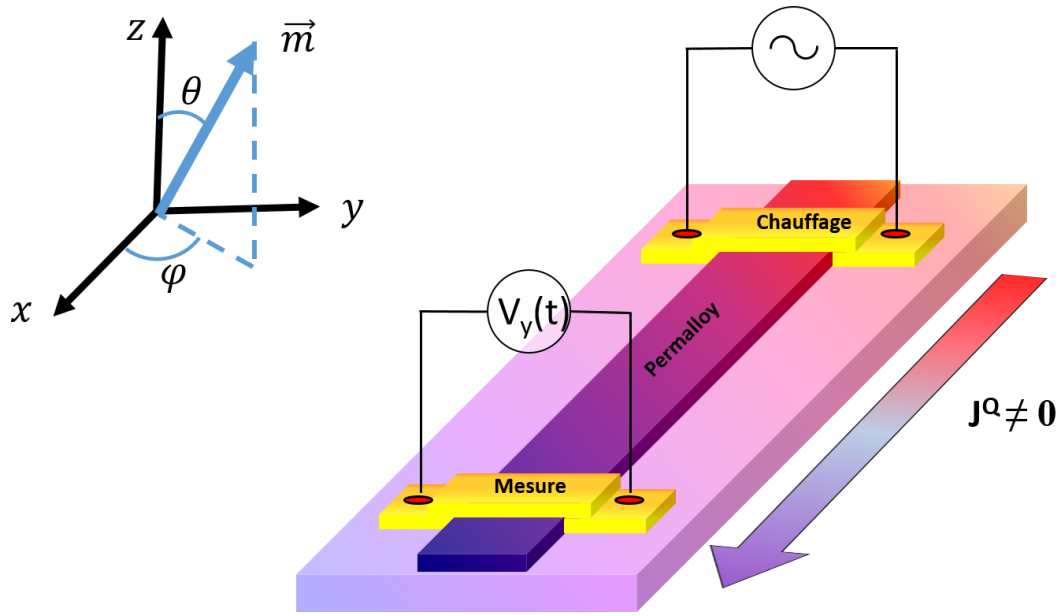


Figure 32 Rappel de la définition des angles et de la géométrie de la mesure.

4.1.5.1 Dépendance angulaire hors plan

Nous avons dans un premier temps étudié l'évolution de la tension thermoélectrique transverse en fonction de l'angle hors plan du champ magnétiqueθ_H. Les mesures sont faites de telle sorte que $\varphi_H = 90°$. Cela signifie que lorsque le champ magnétique est dans le plan de la couche mince le champ est orienté le long de l'axe des y. Par ailleurs, le champ utilisé est de 1T de telle sorte que $\varphi = \varphi_H = 90°$

Dans cette géométrie, en prenant en compte toute les orientations possibles du courant de chaleur l'équation (154) se réduit à :

$$(r_{ARL}\cos\theta)J_x^Q + (r_0 + \Delta r \sin^2\theta)J_y^Q + \left(\frac{\Delta r}{2}\sin 2\theta\right)J_z^Q \qquad (155)$$

On observe expérimentalement une périodicité de 360° (Figure 33). D'après l'équation 155, cette périodicité ne peut correspondre qu'à un courant de chaleur dans la direction de x, ce qui vient conforter la validité du modèle 1D pour la caractérisation thermique. Pour le cuivre et le platine on observe que l'ajustement proportionnel à la composante hors du plan de l'aimantation est meilleur que celui proportionnel à la composante hors du plan du champ magnétique appliqué. Par conséquent, la tension mesurée avec des électrodes de platine et de cuivre est due à un effet ayant lieu dans le permalloy.

Cette tension, est compatible avec le transport anisotrope de l'équation (155), mais n'est pas compatible avec l'effet Seebeck de spin qui ne prédit pas de dépendance angulaire dans cette configuration (passage d'une orientation parallèle au courant de spin à une orientation parallèle à la direction de mesure). C'est d'autant plus vrai que l'effet Seebeck de Spin ne prédit pas de tension pour une électrode de cuivre.

A l'inverse, l'ajustement proportionnel à la composante perpendiculaire du champ magnétique appliqué donne un bien meilleur résultat pour la mesure sur une électrode de bismuth. Cela laisse penser que cette tension transverse provient du bismuth lui-même et non du permalloy.

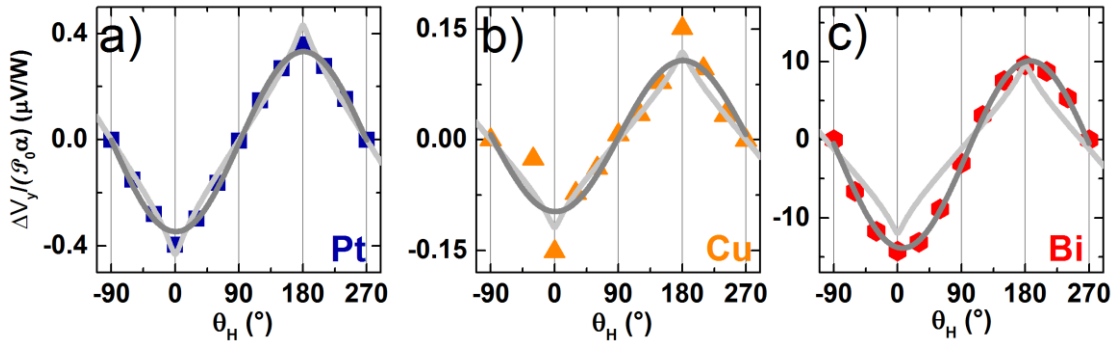


Figure 33 Comparatif de la tension mesurée sur l'électrode de (a) platine 50nm, (b) cuivre 20nm et c) Bismuth 200nm en fonction de l'angle du champ magnétique pour un champ de 1T. Afin de rendre les amplitudes comparables, nous avons normalisé la tension mesurée par la puissance injectée et l'effet de court-circuit de l'électrode (Pham, 2014). La courbe gris clair est un ajustement obtenu correspondant à $\cos\theta$*, avec* θ *l'angle hors du plan de l'aimantation obtenu grâce au programme Scilab présenté dans la partie théorique. La courbe gris foncé correspond à* $\cos\theta_H$.

Afin de vérifier si le bismuth sans permalloy donnait également une tension transverse nous avons vérifié avec un échantillon similaire sur lequel la ligne de permalloy a été remplacée par une ligne de bismuth (Figure 34). Cela confirme que l'origine de cette tension thermoélectrique en utilisant une électrode de

bismuth provient bien de l'électrode elle-même est compatible avec un effet Nernst normal (proportionnel au champ magnétique) dans le bismuth lui-même.

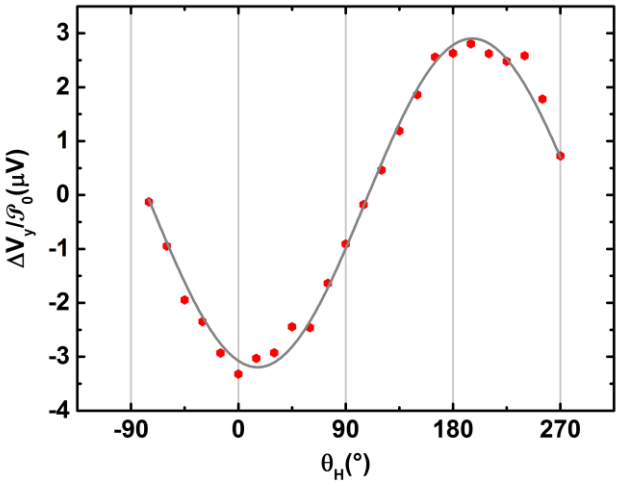


Figure 34 Mesure de la tension thermoélectrique transverse normalisée par la puissance injectée, sur un échantillon où la ligne de permalloy a été remplacée par une ligne de bismuth. Les hexagones rouges sont les données expérimentale et la ligne grise correspond à l'ajustement de $\cos\theta_H$

4.1.5.2 Dépendance angulaire dans le plan

Nous nous sommes ensuite intéressé à la dépendance angulaire dans le plan de la tension thermoélectrique transverse ($\theta_H = \theta = 90°$). Rappellons que φ_H vaut 0° lorsque le champ et la ligne de permalloy sont alignés. Dans le plan, on ne s'attend pas à trouver de signal parasite provenant du bismuth car puisque c'est un effet normal, il est porportionnel à la composante hors plan de champ magnétique appliqué.

Dans le plan, la dépendance angulaire attendue dans le cadre du transport anisotrope (Nernst planaire et Righi-Leduc planaire) présenté dans l'équation 154, avec des courants le long de x se réduit à :

$$\frac{\Delta r}{2}\sin 2\varphi\, J_x^Q \tag{156}$$

Comme on peut le voir sur la Figure 35, la dépendance angulaire mesurée avec des électrodes de platine et de cuivre suit bien la dépendance angulaire attendue, cela confirme que cette tension provient bien de transport thermique ou thermoélectrique anisotrope. En revanche le bismuth donne une dépendance angulaire complètement différente proportionnelle à $\sin\varphi_H$. On peut se demander s'il pourrait s'agir d'un régime thermique différent et en particulier, s'il pourait s'agir d'une contribution de courant de chaleur dans la direction de y ou de z. En reprenant l'équation (154), on peut voir qu'aucun des thermes n'est comaptible avec une dépendance angulaire proportionnelle à $\sin\varphi$. Par conséquent, cette dépendance angulaire n'est pas due au courant de chaleur selon y ou z. Il faut donc trouver une autre explication.

Si on suppose que le plan de rotation de l'échantillon n'est pas exactement le plan xy mais que sa normale z' fait un angle α avec l'axe z (perpendiculaire à l'échantillon) et est perpendiculaire à l'axe x (voir Figure 36). La matrice de rotation autour de z' et d'angle $\varphi_H^{'}$ dans la base (x,y z) liée à l'échantlillon est alors :

$$R_{z^{'},\varphi_H^{'}} = \begin{pmatrix} \cos\varphi_H^{'} & -\cos\alpha\sin\varphi_H^{'} & \sin\alpha\sin\varphi_H^{'} \\ \cos\alpha\sin\varphi_H^{'} & \sin^2\alpha\left(1-\cos\varphi_H^{'}\right)+\cos\varphi_H^{'} & \sin\alpha\cos\alpha\left(1-\cos\varphi_H^{'}\right) \\ -\sin\alpha\sin\varphi_H^{'} & \sin\alpha\cos\alpha\left(1-\cos\varphi_H^{'}\right) & \cos^2\alpha\left(1-\cos\varphi_H^{'}\right)+\cos\varphi_H^{'} \end{pmatrix} \quad (157)$$

La composante en dehors du plan de l'échantillon du champ magnétique est obtenue en appliquant cette rotation au vecteur x (origine de $\varphi_H^{'}$) et en prenant sa composante selon z.

$$H_z = H_0\left(R_{z^{'},\varphi_H^{'}}\begin{pmatrix}1\\0\\0\end{pmatrix}\right).\begin{pmatrix}0\\0\\1\end{pmatrix} = -H_0\sin\alpha\sin\varphi_H^{'} \quad (158)$$

L'angle $\varphi_H^{'}$ est en fait celui qui est controlé dans notre expérience et H_0 est l'amplitude du champ magnétique. On obtient alors bien que la composante hors du plan du champ magnétique responsable de la composante Nernst normale dans l'électrode de bismuth présente une dépendance angulaire en $\sin\varphi_H^{'}$. On peut donner une estimation de l'angle α en comparant à ce qu'on avait obtenu lorsque le champ magnétique était hors du plan. Le ratio entre la mesure hors du plan et dans le plan donne le sinus de l'angle α :

$$\alpha = \arcsin\frac{1{,}5}{12} = 7{,}8° \quad (159)$$

On obtient donc un défaut d'alignement de 7,8° ce qui est tout à fait raisonable étant donné le porte échantillon.

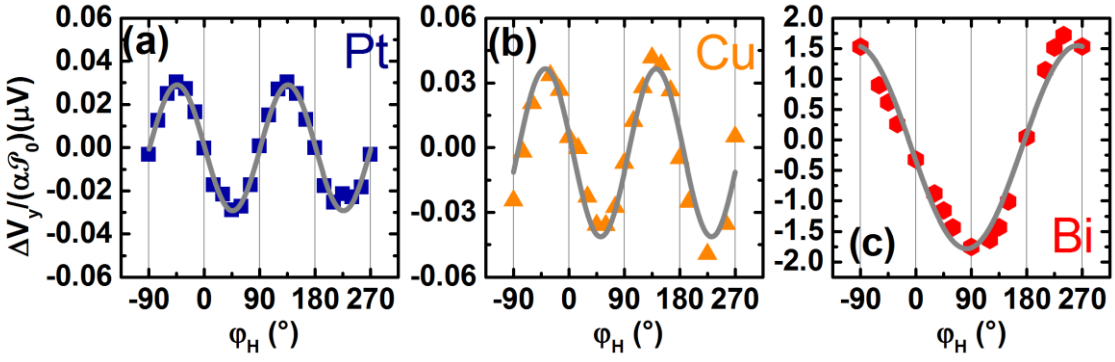


Figure 35 Comparatif de la tension mesurée sur l'électrode de (a) platine 50nm, (b) cuivre 20nm et c) Bismuth 200nm en fonction de l'angle du champ magnétique pour un champ de 1T. Afin de rendre les amplitudes comparables, nous avons normalisé la tension mesurée par la puissance injectée et l'effet de court-circuit de l'électrode (Pham, 2014). La courbe gris foncé est un ajustement à $\sin 2\varphi$ *pour platine et cuivre et à* $\sin(\varphi_H)$ *pour le bismuth*

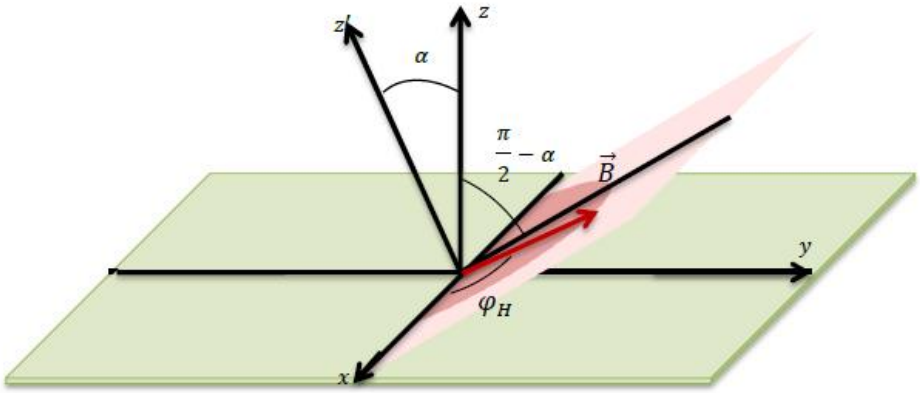


Figure 36 Le plan vert représente le plan xy qui est le plan de l'échantillon. Le champ magnétique est appliqué dans le plan rouge qui fait un angle α avec le plan de l'échantillon. C'est cet angle qui est contrôlé dans l'expérience.

Nous avons ensuite essayé de corriger ce défaut d'alignement après la mesure en soustrayant la dépendance sinusoïdale liée à l'effet Nernst du bismuth du signal total. On a alors obtenu une dépendance angulaire similaire à ce que nous avions avec des électrodes de platine et de cuivre (Figure 37). On observe alors que l'amplitude mesurée avec l'électrode de bismuth est environ dix fois plus grande qu'avec les électrodes de platine et de cuivre (0,4µV/W pour la mesure avec une électrode de Bismuth contre 0,04µV/W mesuré avec des électrodes de platine et de cuivre). On en conclut qu'il ne s'agit pas de l'effet Nernst planaire qui théoriquement ne dépend pas du choix de l'électrode car la tension se développe directement dans le permalloy. Cette tension est due à l'effet Righi-Leduc planaire pour laquelle l'électrode joue le rôle de thermocouple. L'électrode convertit la différence de température transverse en une différence de tension. Le facteur 10 entre les amplitudes mesurées avec platine et cuivre correspond à la différence de coefficient Seebeck présentée au point 4.1.3.

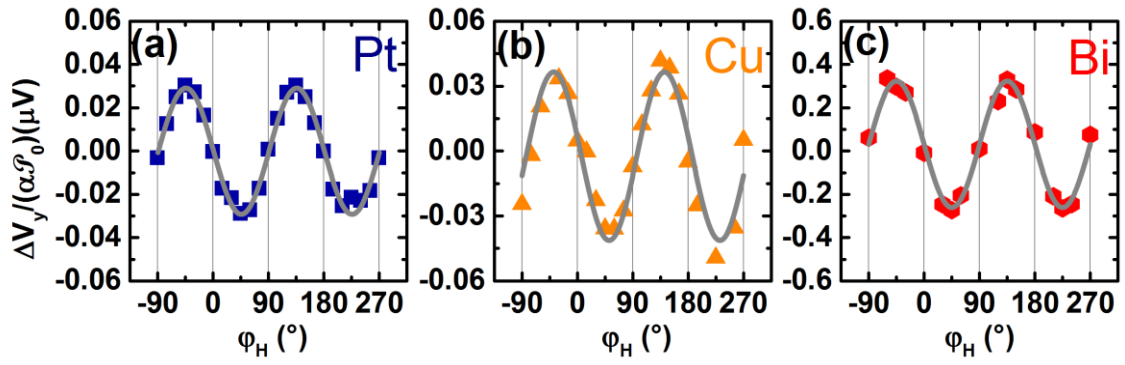


Figure 37 Comparatif de la tension mesurée sur l'électrode de (a) platine 50nm, (b) cuivre 20nm et c) Bismuth 200nm en fonction de l'angle du champ magnétique pour un champ de 1T, corrigé de l'effet Nernst normal de l'électrode de bismuth causée par un défaut d'alignement. Afin de rendre les amplitudes comparables, nous avons normalisé la tension mesurée par la puissance injectée et l'effet de court-circuit de l'électrode (Pham, 2014) La courbe gris foncé est un ajustement à sin 2φ *pour platine, le cuivre et le bismuth.*

4.1.5.3 Electrode de platine discontinue

Nous avons également réalisé ces mesures sur un échantillon dont les électrodes de platine sont discontinues. La méthode retenue est une méthode utilisant des masques physiques pendant le dépot. L'ordre de grandeur des distances est donc le mm. La composition de ces échantillons est la même : une ligne centrale de permalloy et des électrodes discontinues de platine. La ligne centrale est légèrement plus large. La distance entre les électrodes successives est la même.

Nous avons d'abord essayé de chauffer avec une électrode qui croisait la ligne de permalloy et par-dessus laquelle nous avons fait un dépôt d'or par pulvérisation cathodique. Cette méthode n'a pas permis de mesurer le signal thermique qui était complètement noyé par un signal électrique à la même fréquence que le courant permettant de chauffer l'échantillon. Nous pensons que la raison est que dans cette géométrie la différence de potentiel entre les deux côtés de l'échantillon provoqué par les courants de fuite dans le permalloy n'est plus court-circuitée par une électrode continue.

Nous avons ensuite fait un dépôt d'une électrode d'or par-dessus une des électrodes discontinues qui ne touchait pas la ligne de permalloy (Figure 38). La tension mesurée était alors majoritairement d'origine thermique et cela a résolu le problème de départ.

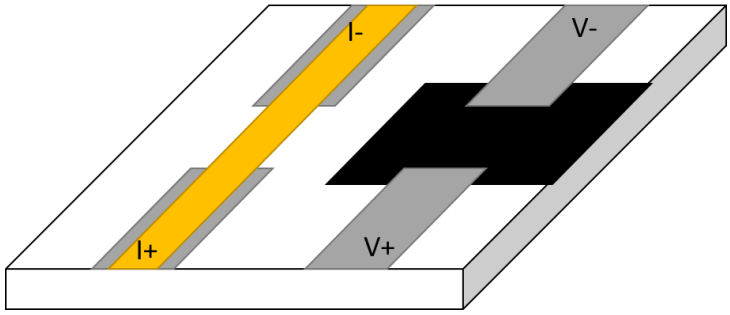


Figure 38 Schéma d'un échantillon avec des électrodes discontinues. Le noir représente le permalloy, le gris représente le platine et le jaune la couche d'or. Une électrode d'or a été déposée pour le chauffage sur une des électrodes discontinues qui ne touche pas le permalloy. La tension est mesurée aux bornes de l'électrode discontinue de platine.

Le but de ces mesures était double : d'une part on s'attendait à une augmentation du signal grâce à la disparition de l'effet de court-circuit et d'autre part le thermocouple est mieux défini dans cette géométrie. Il est directement proportionnel à la différence des coefficients Seebeck sans que l'électrode ne court-circuite cette tension thermocouple.

Les résultats obtenus dans la géométrie hors du plan sont présentés Figure 39. On observe une dépendance inexplicable de la composante 2f de la tension (gauche) très différente des points précédents. En revanche, la composante continue de la tension exhibe exactement la même dépendance angulaire que pour les électrodes continues. Cela est dû au fait que le programme ne peut donner que des valeurs

positives de V_{2f}^{y}. En effet, aux points précédents la tension 2f ne changeait jamais de signe et a été translatée après coup en enlevant la valeur de la tension 2f lorsque que l'aimantation est le long de l'axe des x. Cette mesure en tension continue permet en outre de comprendre que le signe dans les résultats obtenus à la fréquence double est arbitraire. La manière de corriger cette mesure est de mettre à zéro le point où la courbe aurait dû changer de signe d'après le graphique en tension continue et de changer le signe du côté des champs négatifs pour que tension continue et seconde harmonique coïncident. On remarque par ailleurs que la mesure en tension continue a une amplitude trois fois plus grande que le signal obtenu avec la technique de modulation. Cela est dû à l'amortissement des ondes thermiques, phénomène qui n'est pas présent pour la chaleur en régime continu.

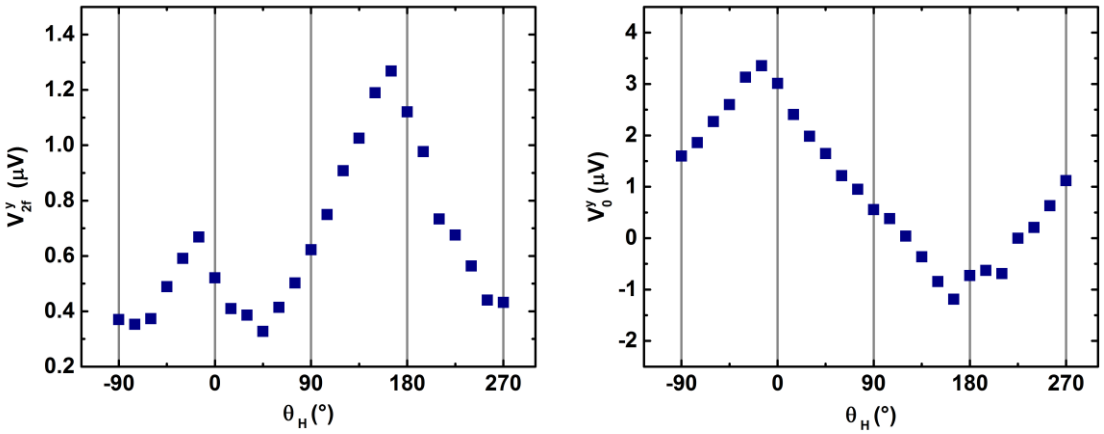


Figure 39 Tension thermoélectrique à la fréquence 2f (gauche) et continue (droite) non normalisée par la puissance injectée en fonction de l'angle hors du plan du champ magnétique. Les courbes n'ont pas été recentrées en zéro comme dans les points précédent d'où le changement de notation de l'axe des ordonnées. Il s'agit de la mesure sans correction.

Après toutes ces corrections et après avoir appliqué les mêmes corrections que sur les échantillons précédents, on obtient le résultat de la Figure 40 (gauche). Le panneau de droite montre quant à lui le résultat dans le plan. On observe les mêmes dépendances angulaires que dans le cas d'une électrode continue. En revanche, l'amplitude du signal est dix fois plus grande pour la dépendance angulaire planaire et 4 fois plus grande pour la dépendance angulaire hors du plan.

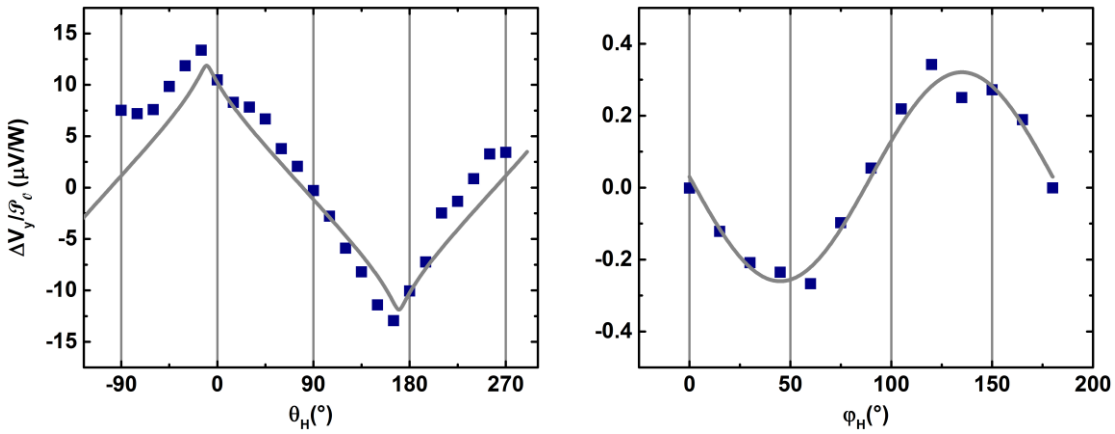


Figure 40 Tension thermoélectrique transverse sur un échantillon de permalloy mesurée aux bornes d'une électrode discontinue en fonction de (gauche) l'angle hors du plan du champ magnétique et (droite) de l'angle dans le plan du champ magnétique. Les lignes grises sont les ajustements correspondant à (gauche) $\cos\theta$*, ou* θ *a été obtenue en fonction de* θ_H *à l'aide du code permettant de calculer les états d'aimantation de la couche et (droite)* $\sin 2\varphi$ *avec* $\varphi = \varphi_H$

Ces mesures avec des électrodes discontinues ont effectivement permis d'augmenter l'amplitude du signal et ont même permis d'accéder à des mesures en tension continue qui étaient impossibles sur les échantillons avec des électrodes continues.

Néanmoins il nous a été impossible de comparer quantitativement les amplitudes de ces mesures avec les mesures réalisées précédemment pour affiner notre séparation de l'effet Righi-Leduc de l'effet Nernst.

4.1.6 Conclusion

Nous avons montré dans ce chapitre l'existence de l'effet Righi-Leduc planaire et anomal. Nous avons utilisé les dépendances angulaires dans le plan de l'échantillon et hors du plan de l'échantillon attendues dans le cadre du transport anisotrope et utilisé différent matériaux pour le séparer de l'effet Seebeck de spin et de l'effet Nernst anomal et planaire. Cet effet devra désormais être pris en compte dans les mesures en caloritronique de spin.

4.2 Effet Nernst dans le platine

Les effets Righi-Leduc planaire et anomal peuvent *a priori* exister dans les matériaux ferromagnétique isolant. Nous avons donc décidé de faire la même étude que sur permalloy dans le YIG. C'est dans le cadre de cette étude que nous avons mesuré l'effet Nernst normal du platine qui n'était pas la motivation initiale de ce travail.

4.2.1 Descriptions des échantillons

Trois échantillons sont présentés dans cette section. L'un est un substrat de GGG(=$Gd_3Ga_5O_{12}$) et l'autre est une couche mince de YIG (=$Y_3Fe_5O_{12}$) déposée sur ce même substrat. Les mesures ont été effectuées sur l'électrode de platine déposé à environ 50µm d'une électrode chauffage en or (Figure 41) La même technique de modulation que pour les échantillons précédents a été utilisée avec une fréquence légèrement supérieure de 0,05Hz du fait de la distance plus faible entre l'électrode de chauffage et l'électrode de mesure.

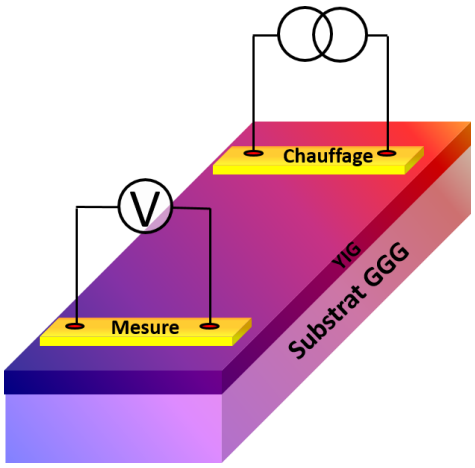


Figure 41 Schéma des échantillons de GGG/YIG et de GGG. L'électrode de chauffage est en or. L'électrode de mesure est en platine. La distance entre les deux électrodes est de 50µm.

Le troisième est un échantillon identique à ceux présentés dans la section 4.1 pour lequel la ligne de permalloy a été remplacée par du platine (à l'image de ce qu'on avait fait pour le bismuth). La distance entre les deux électrodes étant beaucoup plus grande, la fréquence utilisée est plus petite et prise égale à 0,02Hz comme dans la section précédente.

4.2.2 Mesure hors du plan de Pt sur YIG

J'ai reproduit sur ces échantillons les mêmes mesures hors du plan que dans (Pham, 2014) avec une électrode de chauffage légèrement différente. La Figure 42 présente la dépendance angulaire hors du plan pour un champ magnétique de 1T et la dépendance en champ lorsque le champ est appliqué le long de l'axe perpendiculaire à l'échantillon ($\theta_H = 0°$).

La dépendance angulaire est conforme à ce à quoi on s'attendrait pour du transport thermique anisotrope et un courant de chaleur le long de x. On n'observe pas la forme triangulaire qu'il y avait pour le permalloy car l'aimantation du YIG est bien plus faible et à 1T l'aimantation suit complètement le champ magnétique. En revanche la dépendance en champ est linéaire et ne sature pas vers 0,2T comme elle le devrait s'il s'agissait d'un effet de l'aimantation du YIG. Bien au contraire, la tension est linéaire jusqu'à 1T. La question s'est alors posée de savoir si le YIG était nécessaire pour mesurer cette tension. Nous avons donc utilisé un échantillon qui a les mêmes électrodes mais directement déposé sur GGG.

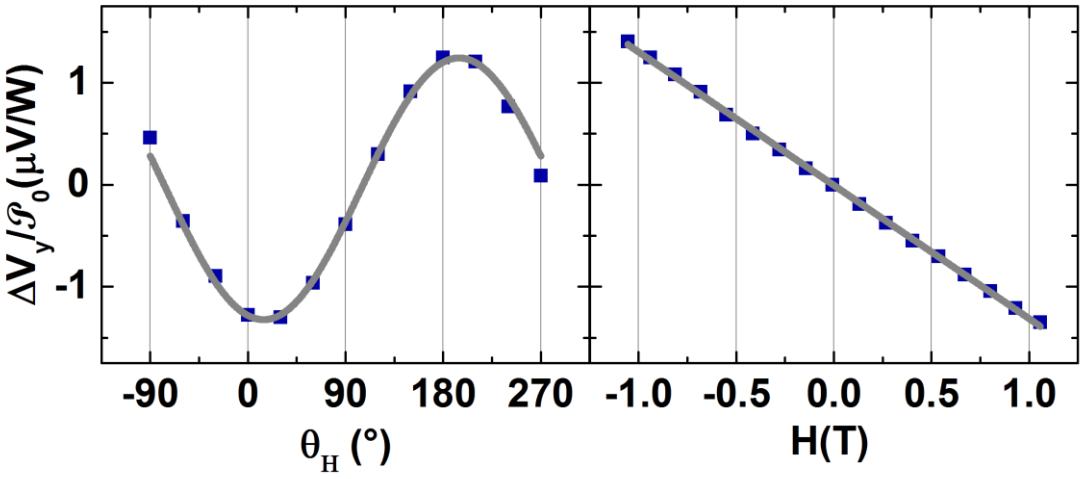


Figure 42 Tension thermoélectrique transverse normalisée par la puissance injectée en fonction de (gauche) l'angle hors du plan du champ magnétique et (droite) du champ magnétique appliqué le long de z, c'est-à-dire $\theta_H = 0°$. *Les lignes grises correspondent à un ajustement de* $\cos\theta_H$ *(gauche) et un ajustement linéaire (droite). L'échantillon est composé d'une couche mince de YIG et la tension mesurée aux bornes d'une électrode de platine déposé à 50*μm *de l'électrode d'or permettant de chauffer.*

4.2.3 Mesure hors du plan de Pt sur GGG

La Figure 43 montre la même mesure sans la couche mince de YIG. Cette mesure prouve que cette tension thermoélectrique ne provient pas de l'action de l'aimantation du YIG sur le courant de chaleur. Elle peut donc provenir soit de l'électrode elle-même par son effet Nernst, à l'image de ce que nous avions observé avec l'électrode de bismuth soit du GGG qui est un substrat fortement paramagnétique. Pour trancher cette question, nous avons effectué des mesures sur un substrat de verre.

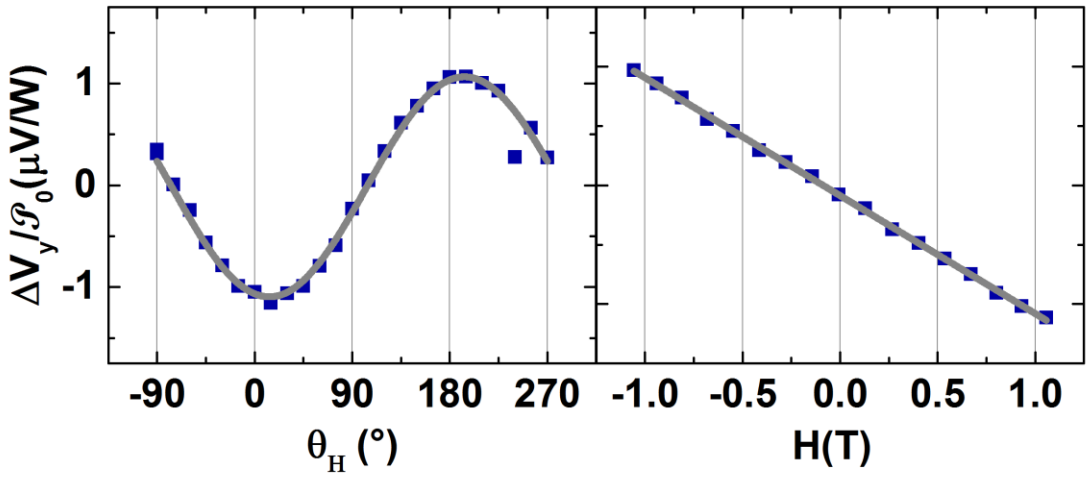


Figure 43 Mesure identique à celle de la Figure 42 mesurée sur un échantillon ou l'électrode de platine et de chauffage sont déposées directement sur GGG. Il n'y a pas de couche mince ferromagnétique sur cet échantillon.

4.2.4 Mesure hors du plan de Pt sur verre.

On observe très clairement avec cet échantillon une tension thermoélectrique transverse équivalente à celle mesurée sur GGG et sur YIG. La tension est proportionnelle au champ magnétique appliqué et il s'agit donc bien de l'effet Nernst sur l'électrode de platine. Le fait que les amplitudes soient différentes n'est pas très surprenant dans la mesure où les géométries sont très différentes. En particulier le chauffage est 50 fois plus loin de l'électrode et la diffusivité du verre est plus faible que celle de GGG qui est un matériau cristallin.

On remarque aussi, que cette tension est inférieure à celle mesurée avec le permalloy ce qui permet d'affirmer que les mesures sur permalloy sont peu contaminée par cet effet.

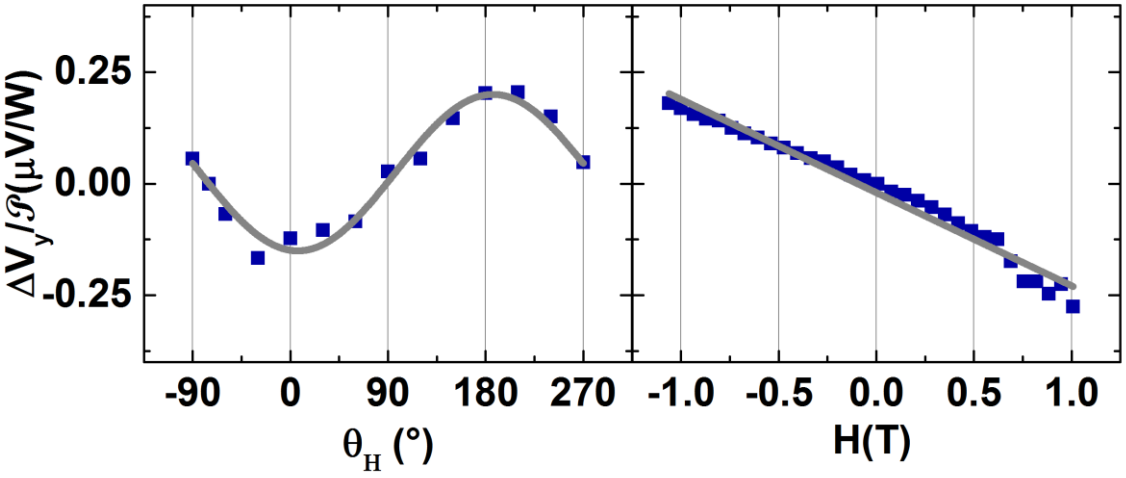


Figure 44 Mesure identique à celle de la Figure 42. Cette fois l'échantillon est un échantillon composé uniquement de platine déposé sur un substrat de verre dans une géométrie identique aux échantillons de permalloy.

4.2.5 Conclusion

Cette étude montre que le platine n'est pas seulement un détecteur de courant de spin, il possède également un effet Nernst qui sous l'effet d'un champ magnétique et d'un courant de chaleur produit une tension transverse.

Il pourrait être facile de confondre une tension due à l'effet Seebeck de spin avec cette tension Nernst. La principale différence entre ces deux tensions est la proportionnalité de la tension provoquée par l'effet Seebeck de spin à l'aimantation de la couche magnétique alors que l'effet Nernst est proportionnel au champ magnétique dans le platine.

Il est important de garder ces éléments en tête lors de l'interprétation des résultats en caloritronique de spin afin d'éviter tout biais d'interprétation des résultats.

4.3 Effet Hall et effet Nernst dans InSb

4.3.1 Motivations

Nous avons mis à profit les techniques expérimentales développées pour étudier l'effet Righi-Leduc dans le permalloy afin de caractériser l'effet Nernst dans l'InSb qui est un semi-conducteur à bande étroite connu pour sa forte mobilité électronique.

4.3.2 Description des échantillons

L'InSb considéré dans cette étude est dopé au Si. Il est donc de type n. Il a été déposé en utilisant une méthode d'épitaxie par jet moléculaire sur un substrat de GaAs orienté (001) en une couche de 1,42µm d'épaisseur. La densité d'électrons a été mesurée après croissance à $2{,}6 \times 10^{16}\mathrm{cm}^3$ pour une mobilité de $4 \times 10^4\mathrm{cm}^2/\mathrm{Vs}$. Par la suite deux croix de Hall séparées de 2,5mm ont été fabriquées et des pads d'or ont été déposés (Figure 45). Les pads d'or sont connectés à l'aide d'un câblage or de type balle (« Ball bonding ») vers une puce reliée à nos porte-échantillons à l'aide de fils d'or et de laque d'argent.

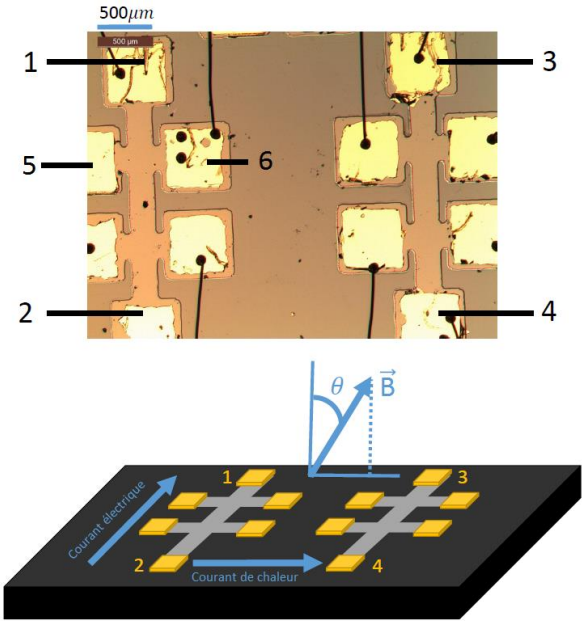


Figure 45 Photo prise au microscope optique de l'échantillon. Les contacts 1 à 6 sont utilisés pour faire des mesures de magnétorésistance, d'effet Hall et d'effet Nernst. En configuration Hall, Un courant électrique circule entre les contacts 1 et 2 et la tension est mesurée entre les contacts 5 et 6. En configuration Nernst, un courant électrique alternatif est appliqué entre les contacts 1 et 2 tandis que la tension est mesurée entre les contacts 3 et 4. Le schéma représente la direction des courants et du champ magnétique appliqué en configuration Nernst.

4.3.3 Mesure de Magnétorésistance

Bien que nous ayons été principalement intéressés par les effets transverses (Hall et Nernst) nous avons commencé par mesurer la magnétorésistance de l'échantillon. Pour cela un courant continu de 1µA a été appliqué entre les contacts 1 et 2 et la tension U a été mesurée en fonction du champ. La résistance $R = U/I$ a

ainsi pu être obtenue en fonction du champ magnétique appliqué perpendiculairement au plan de l'échantillon. Nous avons observé une forte magnétorésistance de l'ordre de 100%. Il est connu qu'il est possible d'obtenir de très forte magnétorésistance avec InSb. Cette magnétorésistance peut être de nature géométrique telle que dans (Solin, Thio, Hines, & Heremans, 2000) ou à haute température dans (Hu & Rosenbaum, 2008). Mais elle peut aussi être de nature physique telle que dans (Hu & Rosenbaum, 2008) lorsque InSb est dans le régime extrinsèque de conduction ou dans le cas d'un modèle à plusieurs type de porteurs tel que décrit dans le chapitre 2.4.

Le lien entre la résistance et la résistivité ρ est $R = \rho L/S$ avec L la longueur de la ligne et S sa surface (largeur multiplié par épaisseur). Néanmoins en essayant d'ajuster la courbe en utilisant le modèle de distribution de mobilité présenté au chapitre 2.4, nous ne sommes pas parvenus à obtenir des valeurs raisonnables. Il est probable que notre modèle ne puisse pas s'appliquer ici et que la magnétorésistance ait d'autres origines que la distribution de mobilité des porteurs.

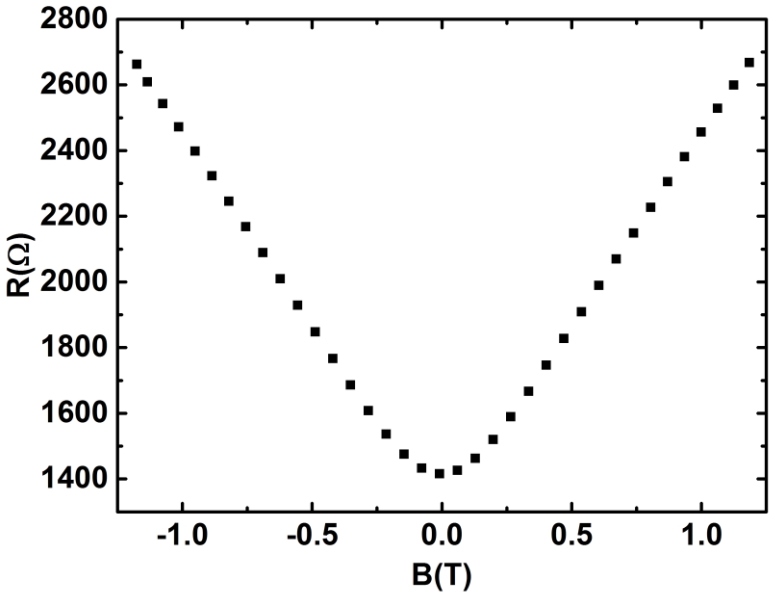


Figure 46 Résistance mesurée entre les contacts 1 et 2 en fonction du champ magnétique appliqué perpendiculairement au plan de la couche. On voit que la résistance à champ fort a presque doublée.

4.3.4 Mesure d'effet Hall

En configuration Hall, un courant électrique continu de 1µA est appliqué entre les pads 1 et 2 pendant que la tension est mesurée entre les pads 5 et 6 (Figure 45). Le champ magnétique est appliqué perpendiculairement au plan de l'échantillon à l'aide d'un électro-aimant. On définit alors la résistance de Hall R_H comme la tension transverse mesurée divisée par le courant électrique appliqué. Le lien entre la résistivité de Hall ρ_b et la résistance de Hall est :

$$R_H = \frac{\rho_b}{d} = -\frac{1}{eN_d d}\left(B_0 - \Delta\mu^2 B_0^3\right) \quad (160)$$

On peut ainsi en théorie ajuster la courbe expérimentale obtenue (Figure 47) et en déduire la densité de porteur et l'écart type de la distribution. Malheureusement, le terme d'ordre deux en $\Delta\mu B_0$ ne permet pas d'ajuster la courbe et nous sommes obligés d'ajouter un terme proportionnel à B_0^5 qui doit pouvoir être obtenu du modèle mais dont le calcul est extrêmement fastidieux et nous avons décidé de ne pas nous y atteler. Par conséquent, nous avons utilisé la formule avec un paramètre C sans dimension pour ajuster une courbe à nos données :

$$R_H = \frac{\rho_b}{d} = -\frac{1}{eN_d d}\left(B_0 - \Delta\mu^2 B_0^3 + C\Delta\mu^4 B_0^5\right) \quad (161)$$

On extrait alors une densité de porteur égale à $1{,}6\ \ 10^{16}\mathrm{cm}^{-3}$ ce qui est très proche de la valeur qui avait été mesurée après croissance par une technique de type Van der Pauw et un écart-type égal à $8{,}3 \times 10^3 \mathrm{cm}^2/\mathrm{Vs}$. Cette valeur confirme la nécessité de l'ordre supérieur car pour $B = 1\mathrm{T}$ on obtient une valeur assez proche de $1 : \Delta\mu B \approx 8 \times 10^{-1}$. En conclusion, la distribution de mobilité permet de rendre compte d'une résistance de Hall non linéaire et les non-linéarités donnent une information sur la distribution des mobilités à l'intérieur de l'échantillon.

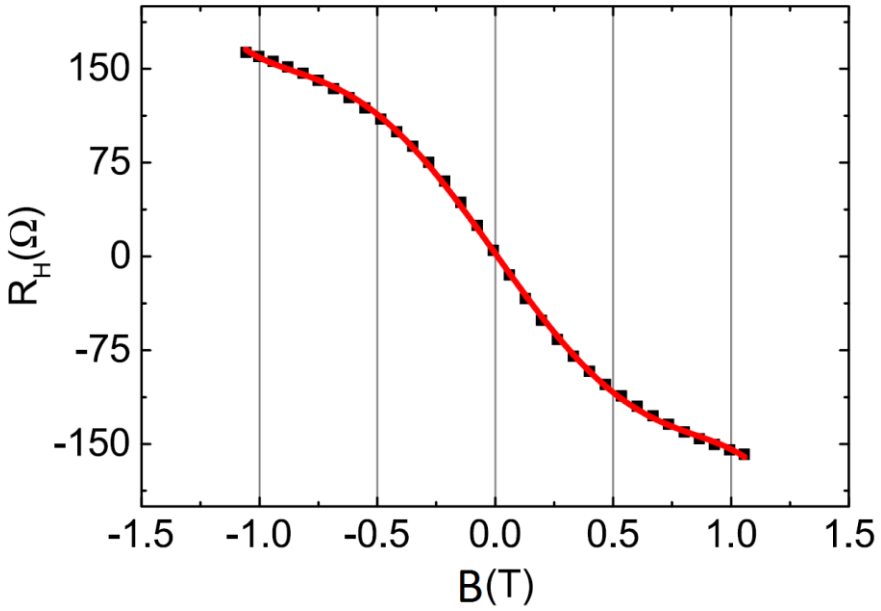


Figure 47 Résistance de Hall en fonction du champ magnétique appliqué. On observe des non-linéarités dès 250mT. Les carrés noirs sont les données expérimentales et la courbe rouge et le meilleur ajustement d'après l'équation 161

4.3.5 Mesure d'effet Nernst

Nous avons utilisé la méthode de mesure thermoélectrique avec modulation décrite dans le chapitre Méthode expérimentale de cette thèse. La fréquence utilisée est de 0,05Hz.

La Figure 48 montre la tension à la fréquence 2f et la tension continue obtenues telles qu'elles sortent du programme Labview. La courbe mesurée en tension continue (à droite) a une allure similaire à la courbe d'effet Hall de la Figure 47 à la petite différence que la tension diminue à champ fort, ce qui n'était pas le cas pour la courbe d'effet Hall. Ce point sera discuté plus tard. En revanche, la tension à la fréquence 2f semble symétrique en champ et ne change pas de signe ce qui n'est pas compatible avec l'effet Nernst qui doit être impair en champ. En réalité, la tension donnée par le programme est la valeur absolue du signal car le coefficient U_{2f} ne peut être que positif pour des raisons internes au programme. Il faut donc corriger le signal a posteriori. Pour cela, nous avons recentré le point minimum à exactement 0 et changé le signe de la tension pour les champs magnétiques positifs. Nous avons alors obtenu une allure similaire à la courbe en tension continue, et même d'amplitude similaire qui est impaire en champ (Figure 49). Ceci est conforme à ce à quoi on s'attend pour l'effet Nernst.

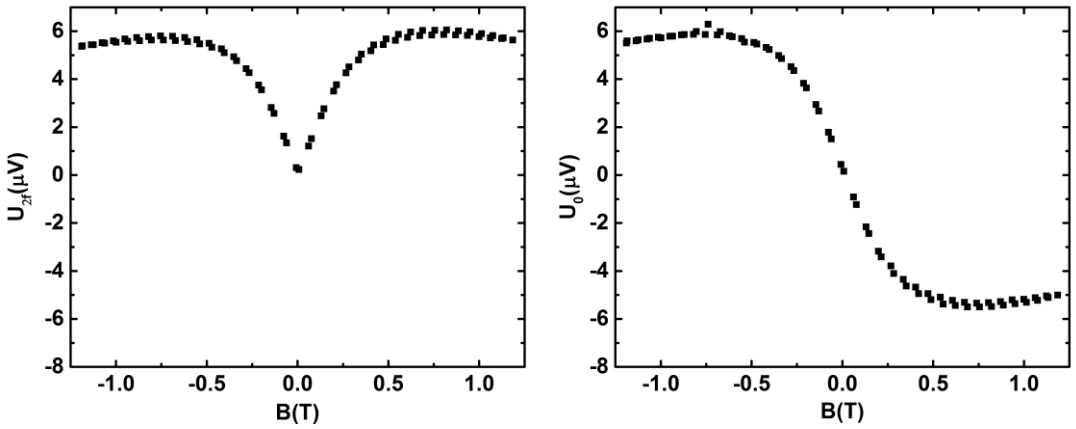


Figure 48 Donnée brute telle que donnée par le programme. Le champ magnétique a été balayé entre -1T et 1T puis de 1T à -1T. Tension à la fréquence 2f (gauche) et continue (droite) mesurée entre les contacts 3 et 4 pour $V_{pp} = 10V$ *en fonction du champ magnétique appliqué perpendiculairement à l'échantillon*

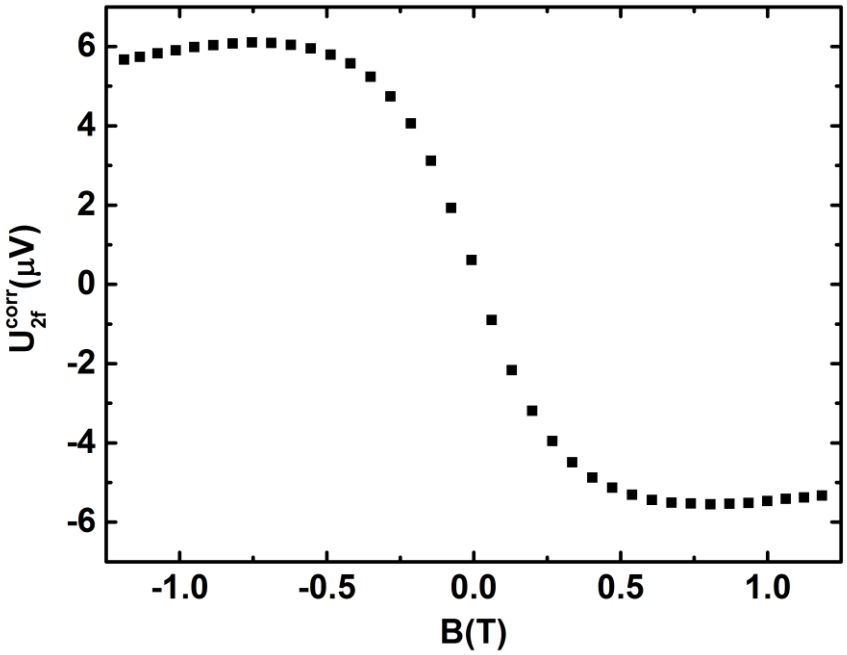


Figure 49 Même données pour la tension à la fréquence 2f *que dans la Figure 48 après correction et moyennage. Les données ont été translatées de telle sorte que la tension soit nulle à champ nul puis le signe de la tension a été changé pour les champs positifs.*

Il reste à vérifier si la décroissance de la tension observée à champ fort est réelle ou pas. Pour cela nous avons commencé par vérifier si pour une amplitude du champ donnée, U_{2f} était proportionnelle à la puissance injectée. Nous avons regardé l'amplitude $\Delta U = U_{2f}^{corr}(-1T) - U_{2f}^{corr}(1T)$ de la tension en fonction de la puissance injectée P_0 (Figure 50). La résistance de chauffage est alors environ égale à 2,5kΩ. Nous avons fait varier V_{pp} de 1V à 18V. L'expression de P_0 est égale pour rappel à $V_{pp}^2/8R$. La résistance du générateur peut ici être ignorée.

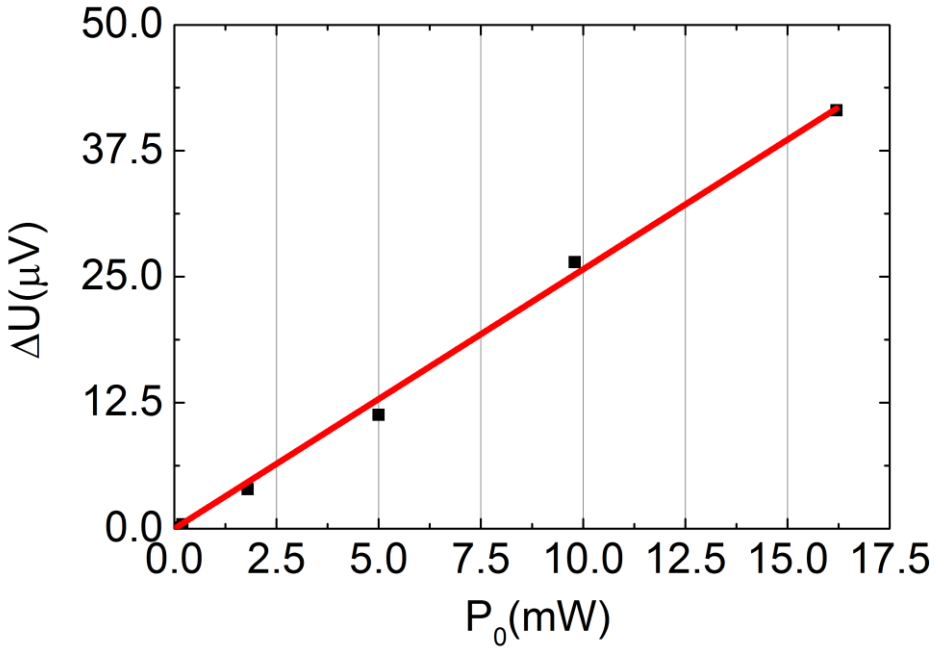


Figure 50 Amplitude du signal $\Delta U = U_{2f}^{corr}(-1T) - U_{2f}^{corr}(1T)$ *en fonction de la puissance injectée. Les carrés noirs sont les données expérimentales tandis que la ligne rouge est un ajustement linéaire passant par 0.*

Nous venons de montrer que pour un champ donné, l'amplitude du signal est proportionnelle à la puissance injectée. Or, nous avons montré au 4.3.3 que la magnétorésistance est forte. Cela a donc une influence forte sur le chauffage Joule car la puissance dissipée est proportionnelle à l'inverse de la résistance pour une tension donnée. Par conséquent nous avons décidé de normaliser les résultats obtenus à la fréquence 2f par la puissance dissipée P_0 introduite dans l'équation (150). Nous avons également vérifié que le signal était bien proportionnel à la composante normale du champ magnétique en vérifiant que la tension obtenue en fonction de la composante hors du plan du champ magnétique se superposait pour différentes orientation du champ (Figure 51). Nous avons alors ajusté la courbe avec la même formule que celle utilisé pour analyser l'effet Hall. Si l'effet Hall et l'effet Nernst ont la même origine on peut faire l'hypothèse qu'ils sont proportionnels. Alors on devrait obtenir le même écart-type en utilisant les données de l'effet Nernst. De fait, nous avons obtenu un $\Delta\mu = 8{,}9 \times 10^3\ cm^2/Vs$ ce qui est équivalent à la valeur obtenue pour l'effet Hall ($8{,}3 \times 10^3\ cm^2/Vs$).

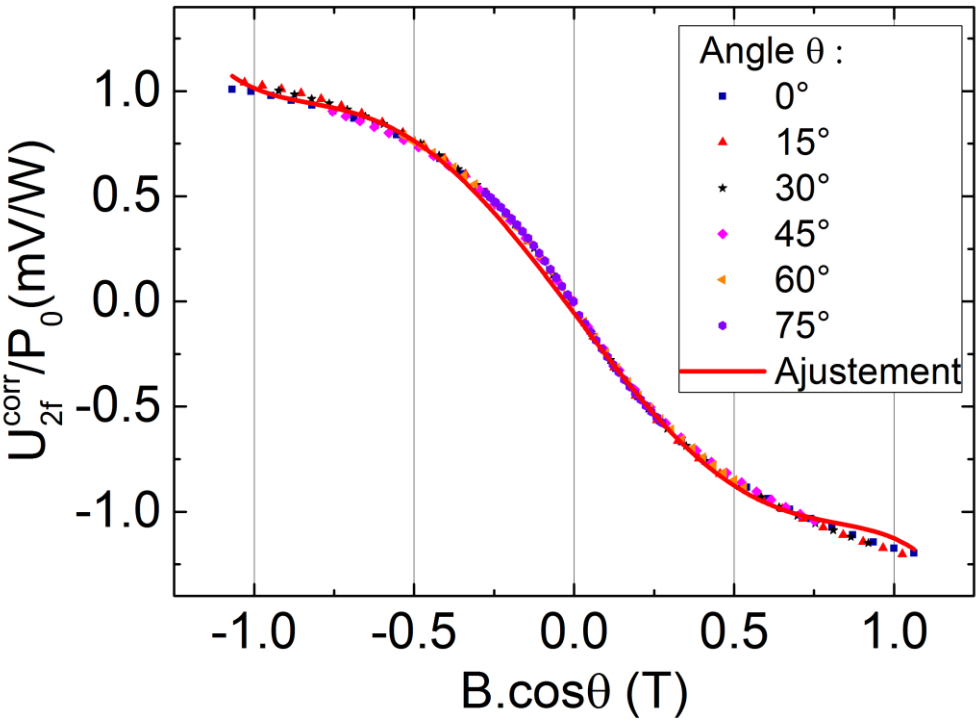


Figure 51 Tension à la fréquence 2f divisée par la puissance injectée P_0 *au niveau de l'électrode en fonction de la composante en dehors du plan du champ magnétique pour différentes orientations. La courbe rouge est un ajustement avec un polynôme du même type que pour l'effet Hall (Equation 161)*

4.3.6 Conclusion

Le modèle présenté dans la partie théorique prenant en compte la distribution de mobilité à l'intérieur d'un semi-conducteur permet d'expliquer un effet Hall non linéaire en champ et une magnétorésistance non parabolique en champ. Dans cet échantillon d'InSb nous avons mesuré la magnétorésistance (Figure 46), l'effet Hall (Figure 47) et l'effet Nernst (Figure 51). Nous avons montré que notre modèle ne permettait pas d'expliquer la magnétorésistance colossale de notre échantillon mais qu'il donnait de bons résultats pour expliquer la non-linéarité de l'effet Hall. Par extension, nous l'avons utilisé pour ajuster la courbe obtenue par effet Nernst et obtenu des résultats équivalents ce qui montre que l'effet Hall et l'effet Nernst partagent dans le cas présent une origine commune.

4.4 Détection du potentiel thermoélectrique provoqué par résonance ferromagnétique

4.4.1 Motivations

Sous condition de résonance ferromagnétique, de la puissance est injectée dans l'échantillon. Par conséquent, un courant de chaleur est créé. On s'attend donc à ce que tous les effets thermiques et thermoélectriques dépendant de l'aimantation soient présents.

La motivation de cette étude était d'utiliser un autre type d'excitation (la résonance ferromagnétique) et de mesurer les effets thermoélectriques à la manière de l'étude présentée à la section 4.1.

La sonde thermoélectrique que nous avons utilisée ne contacte pas la couche ferromagnétique afin de nous affranchir des autres contributions comme le « spin pumping » et les effets de rectification.

Nous espérions ainsi contribuer à la clarification de l'origine de la tension mesurée aux bornes d'une électrode métallique sous excitation ferromagnétique dans le cadre des expériences de type « spin pumping ». Nous nous sommes heurtés à différentes difficultés expérimentales que nous allons préciser et c'est un projet qui est toujours en cours

4.4.2 Description des échantillons

Des échantillons ont été spécifiquement conçus pour ce projet (Figure 52) et ont été fabriqués à Nancy. Trois étapes de lithographie sont nécessaires pour faire ces échantillons. La première étape est le dépôt d'un rectangle de permalloy. Puis des lignes de bismuth sont déposées et enfin les lignes et les contacts d'or. La technique utilisée est celle du « lift-off ». Cela signifie que des trous sont ouverts dans la résine. Le matériau est ensuite déposé partout. Ensuite, la résine est enlevée de telle sorte qu'il ne reste du matériau qu'aux endroits où il n'y avait pas de résine. Le substrat choisi est la galette de silicium oxydée de telle sorte que les échantillons sont faciles à cliver et la conductivité thermique est plus grande que le substrat de verre précédemment utilisé.

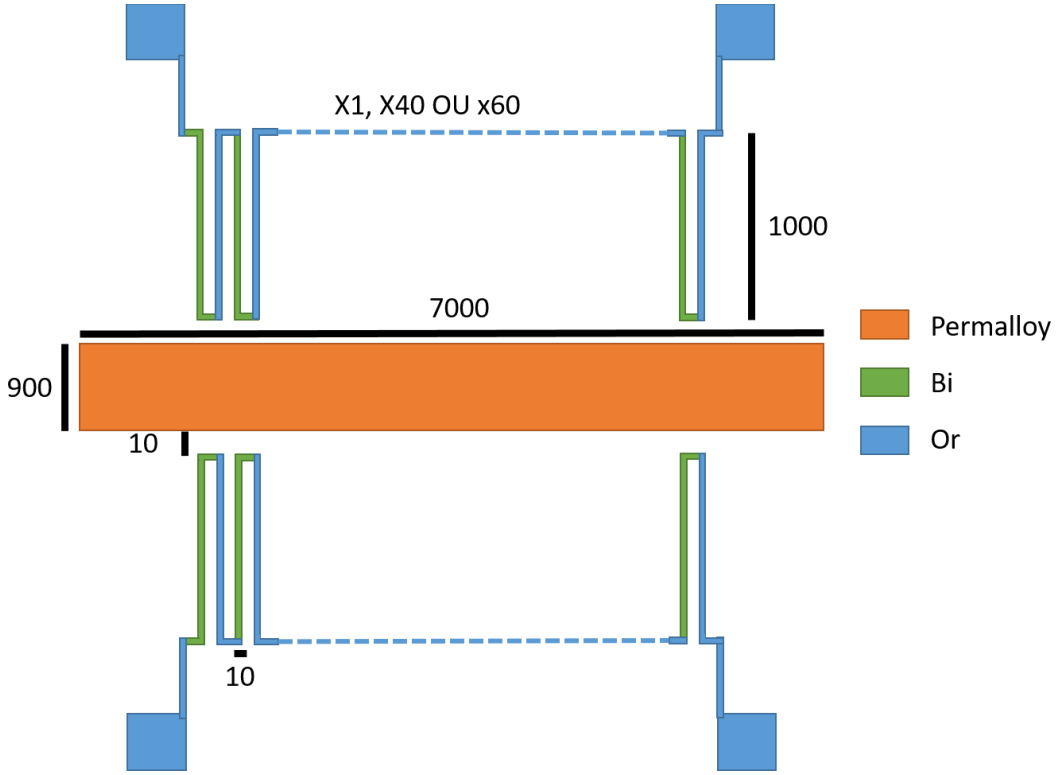


Figure 52 Schéma des échantillons utilisés pour mesurer la chaleur dégagée par le permalloy sous condition de résonance. L'unité est le µm. *Le thermocouple utilisé dans un premier temps est composé de bismuth et d'or. L'or servant aussi à fabriquer les contacts. Trois variantes de l'échantillon ont été conçues avec 1, 40 et 60 lignes de bismuth. Ces thermocouples en séries ont pour but d'améliorer la sensitivité de la mesure.*

4.4.3 Caractérisation de la couche ferromagnétique

La première étape, avant même de faire la mesure de tension thermoélectrique était de caractériser la résonance ferromagnétique de la couche de permalloy. Le protocole utilisé a été décrit dans la partie méthode. Il s'agit d'une expérience de résonance ferromagnétique utilisant une modulation en champ et un guide d'onde coplanaire sur lequel l'échantillon est posé face vers le bas. La puissance transmise est mesurée à l'aide d'une diode de détection radiofréquence et sa sortie est connectée à un amplificateur à détection synchrone. Pour une fréquence donnée, on balaye le champ magnétique et on observe alors la dérivée de la puissance transmise par rapport au champ magnétique.

La Figure 53 montre un exemple de courbe mesurée pour une fréquence de 6GHz et un ajustement avec la formule correspondant à la dérivée d'une Lorentzienne :

$$\frac{dP}{dH} = \frac{dP}{dH}\Big|_0 - \frac{16\,A\,\Delta H}{\pi} * \frac{H\text{-}H_r}{(4(H\text{-}H_r)^2 + \Delta H^2)^2} \qquad (162)$$

Pour rappel, H_r est le champ de résonance, ΔH est la bande passante de la Lorentzienne et A est l'aire sous la courbe de la Lorentzienne avant dérivation. On utilise cette formule pour ajuster les courbes obtenues pour différentes fréquences

et on obtient alors la fréquence en fonction du champ magnétique de résonance H_r qui permet d'extraire l'aimantation par unité de volume et la bande passante en fonction de la fréquence qui permet d'obtenir le coefficient d'amortissement α.

La formule de Kittel pour une couche mince permet d'extraire l'aimantation à saturation par unité de volume. Elle est donnée dans la partie théorique et nous la rappelons ici.

$$f = \frac{\mu_0 \gamma}{2\pi}\sqrt{H_r(H_r + M_s)} \tag{163}$$

$\gamma/2\pi$ est le rapport gyromagnétique fixé à 28GHz/T. Le seul paramètre ajustable est donc l'aimantation à saturation par unité de volume M_s que l'on trouve égale à 8,5 10^5 A/m après ajustement de la courbe de la Figure 54 (gauche). L'amortissement α est obtenu par ajustement linéaire de la courbe de la Figure 54 (droite). La pente de cette droite est égale à $4\pi\alpha/\gamma$, et on obtient $\alpha = 0{,}011$. Les valeurs obtenues sont conformes à ce qui est obtenu pour le permalloy.

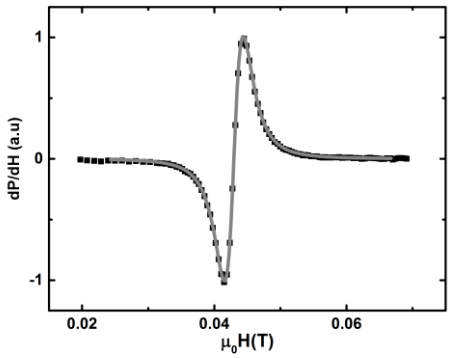


Figure 53 Courbe de résonance pour une fréquence de 6 GHz, une puissance de 10 dBm et une fréquence de modulation de 703Hz. Les carrés noirs sont les données expérimentales et la ligne grise est l'ajustement à la dérivée d'une courbe Lorentzienne (équation 162)

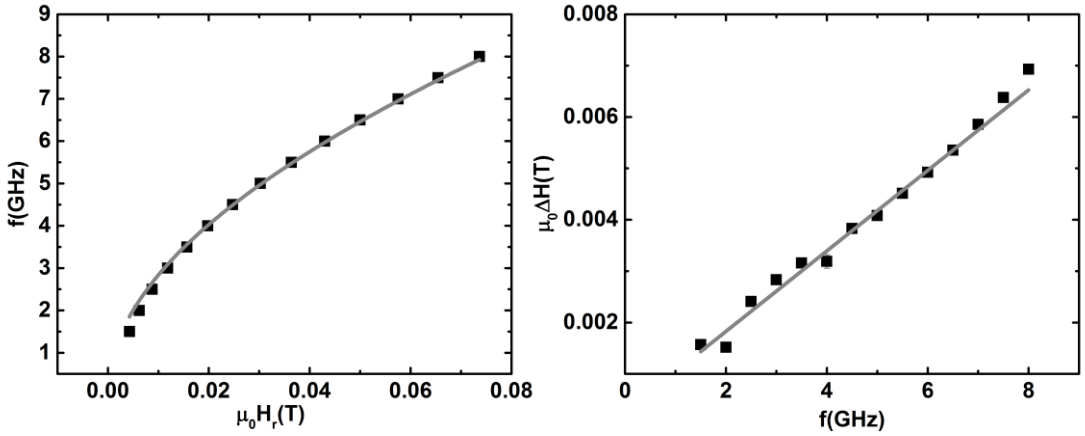


Figure 54 (gauche) Fréquence en fonction du champ de résonance. Les carrés noirs sont les points expérimentaux et la ligne grise est l'ajustement à la formule de Kittel. On extrait une aimantation par unité de volume de 8,1 10^5 A/m. *(droite) Bande passante en fonction de la fréquence. Les carrés noirs sont les données expérimentales et la ligne grise est un ajustement linéaire. On amortissement de* 1,1 10^{-2} *est obtenue ainsi qu'une bande passante inhomogène de* 2,5 10^{-4} T.

4.4.4 Mesure de tension directe sur le permalloy

Après avoir vérifié que nous avions une résonance nous avons mesuré la tension générée directement dans le permalloy afin de reproduire des résultats de la littérature concernant l'effet Hall de spin inverse (Saitoh, Ueda, Miyajima, & Tatara, 2006), l'effet de rectification ((Egan & Juretschke, 1963), (Azevedo, Vilela-Leao, Rodriguez-Suarez, Lacerda Santos, & Rezende, 2011)) ou encore l'effet Nernst anomal (Schultheiss, Pearson, Bader, & Hoffmann, 2012). Le but était principalement de vérifier la sensibilité de notre montage expérimental et nous n'avons pas cherché à séparer les différentes contributions. La Figure 55 montre la tension mesurée sur le permalloy en utilisant une modulation de puissance de 100% et une puissance maximum de 10 dBm (10mW). On observe une tension qui est bien corrélée avec la mesure de résonance ferromagnétique montrée au point précédent. Cette tension est de environ 650nV lorsqu'on mesure perpendiculairement au champ magnétique et presque nulle lorsqu'on mesure dans la même direction que le champ magnétique. Ceci est compatible avec l'ensemble des effets habituellement observés (« spin pumping », effet Hall de spin et effet Nernst anomal).

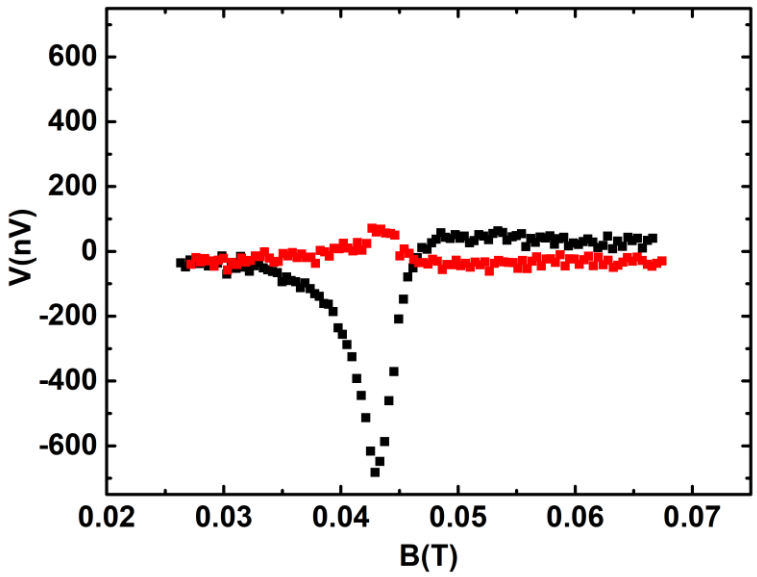


Figure 55 Tension mesurée directement sur la ligne de permalloy pour une puissance de 10 dBm et une fréquence de 6GHz. En noir les données correspondent à des contacts perpendiculaires au champ magnétique appliqué et en rouge à des contacts parallèles au champ magnétique appliqué.

4.4.5 Mesure thermoélectrique

Nous avons montré que notre dispositif expérimental permet de mesurer des tensions sous excitation ferromagnétique. Notre objectif étant de caractériser à l'aide d'un thermocouple déposé auprès du permalloy le gradient de température généré sous excitation ferromagnétique nous avons décidé de générer dans un premier temps la chaleur par effet Joule et de caractériser le thermocouple.

Nous avons donc fait passer un courant électrique dans la ligne de permalloy et observé la tension aux bornes du thermocouple. La Figure 56 montre le résultat obtenu en utilisant un chauffage Joule de 250mW. La sensibilité du thermocouple est donc de 1,6 mV/W. En revanche le bruit est de l'ordre de 0,1mV. De telle sorte que la plus petite puissance dissipée que l'on peut espérer mesurer dans la ligne de permalloy avec ce thermocouple est d'environ 50mW. Cette valeur est déjà supérieure à la puissance totale injectée dans le guide d'onde coplanaire et donc a fortiori plus grande que la puissance absorbée par l'échantillon à résonance.

La principale explication de ce fort bruit dans la mesure est l'existence de petits trous dans la couche de Bismuth qui semblent provenir de la méthode utilisée pour fabriquer l'échantillon. Essentiellement, ces trous impliquent que la résistance du thermocouple est bien trop grande pour qu'une tension puisse être mesurée avec le nanovoltmètre car la résistance du thermocouple et la résistance d'entrée du voltmètre sont du même ordre de grandeur. C'est un obstacle qu'il faudra surmonter pour réussir à mesurer la chaleur dégagée à résonance.

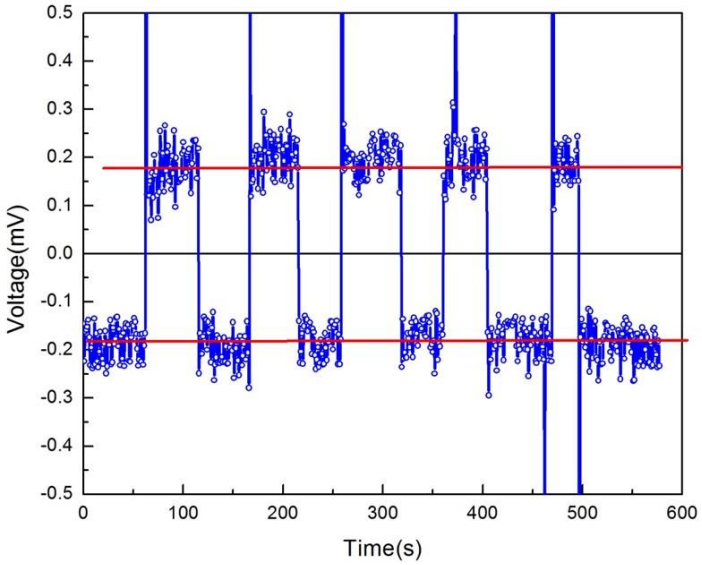


Figure 56 Tension mesurée aux bornes d'un thermocouple composé de 40 thermocouples en série. Le niveau de tension négative correspond à la tension mesurée en l'absence de chauffage. Le niveau de tension positif correspond à la tension mesurée pour une puissance de chauffage de 250mW. Le bruit est de l'ordre du dixième de millivolts.

4.4.6 Conclusion

Nous ne sommes pas parvenus à mesurer la chaleur dégagée sous résonance par la ligne de permalloy à l'aide d'un thermocouple. La mesure utilisant l'effet Joule a permis de comprendre pour quelle raison.

Les voies d'améliorations possibles sont une amélioration du thermocouple et des matériaux ou l'utilisation d'une source radiofréquence pouvant fournir plus de puissance, ce qui devrait être possible dans un futur proche car un amplificateur permettant d'utiliser plus de 20 dBm (100mW) a été commandé.

4.5 Transport anisotrope en géométrie Corbino dans le permalloy, CoGd, CoTb et platine

Nous avons jusqu'à présent étudié les propriétés de transports électriques, thermoélectriques et thermiques dépendant de l'aimantation dans le permalloy en géométrie transverse. Nous avons ensuite étudié les propriétés électriques et thermoélectriques transverses dépendant du champ magnétique dans un semi-conducteur (InSb). Nous avons ensuite essayé de changer la méthode de chauffage. Nous avons ainsi utilisé la résonance ferromagnétique sur permalloy au point précédent. Le dernier aspect que nous souhaitons étudier est l'impact de la géométrie sur la mesure de résistance.

Jusqu'à maintenant nous avons toujours étudié des géométries comportant un bord isolé où des charges pouvaient s'accumuler : des géométries du type barreau. Dans cette partie nous nous sommes demandé ce qui se passait si nous enlevions ce bord. Un exemple de géométrie sans bord où des charges ne peuvent pas s'accumuler est la géométrie Corbino, qui est un disque. Que se passe-t-il si les charges ne peuvent plus s'accumuler ?

Nous avons déjà partiellement répondu à cette question dans la partie théorique et avons montré qu'à partir des coefficients de transports mesurés en géométrie barreau de calculer la magnétorésistance en géométrie disque de Corbino. En particulier nous avons mis en évidence une augmentation de la résistance du disque provoquée par l'effet Hall anomal. Il est surprenant de prévoir une augmentation de résistance donc une dissipation dont l'origine est l'effet Hall anomal car il s'agit d'un effet non dissipatif. C'est ce qui nous a motivé dans l'étude de la géométrie Corbino.

Nous allons dans cette partie mettre en évidence expérimentalement le lien entre ces deux géométries après avoir rappelé brièvement les équations que nous utiliserons. Nous nous focaliserons plus particulièrement sur l'impact de l'effet Hall anomal en géométrie Corbino.

4.5.1 Géométrie de mesure

4.5.1.1 Mesure en géométrie barreau

La géométrie barreau que nous avons utilisée est représentée en Figure 57. Nous avons mesuré la résistance de Hall et la résistance du dispositif simultanément et fait varier l'amplitude du champ magnétique. Nous nous intéresserons uniquement à un champ appliqué perpendiculairement au plan de l'échantillon car nous souhaitons étudier l'impact de l'effet Hall anomal.

Il est possible de mesurer dans cette géométrie une résistivité longitudinale ρ_{xx} et une résistivité transverse ρ_{xy} définies par les relations suivantes :

$$\rho_{xx}(B) = \left(\frac{V_{+}\text{-}V_{\text{-}}}{I}\right)\frac{lt}{L} \quad (164)$$

$$\rho_{xy}(B) = \left(\frac{V_{H+}\text{-}V_{H\text{-}}}{I}\right)t \quad (165)$$

Avec t l'épaisseur de la couche égale à 20nm, l la largeur du barreau égale à 0,9mm et L la distance entre les contacts V_{+} et $V_{\text{-}}$ égale à 5mm. Les autres paramètres sont définis sur la Figure 57.

Le transport anisotrope prédit que la dépendance en aimantation des résistivités est :

$$\rho_{xx}(B) = \rho_0 + \Delta\rho\, m_x(B)^2 \quad (166)$$

$$\rho_{xy}(B) = \rho_{AH} m_z(B) + \Delta\rho\, m_x(B) m_y(B) \quad (167)$$

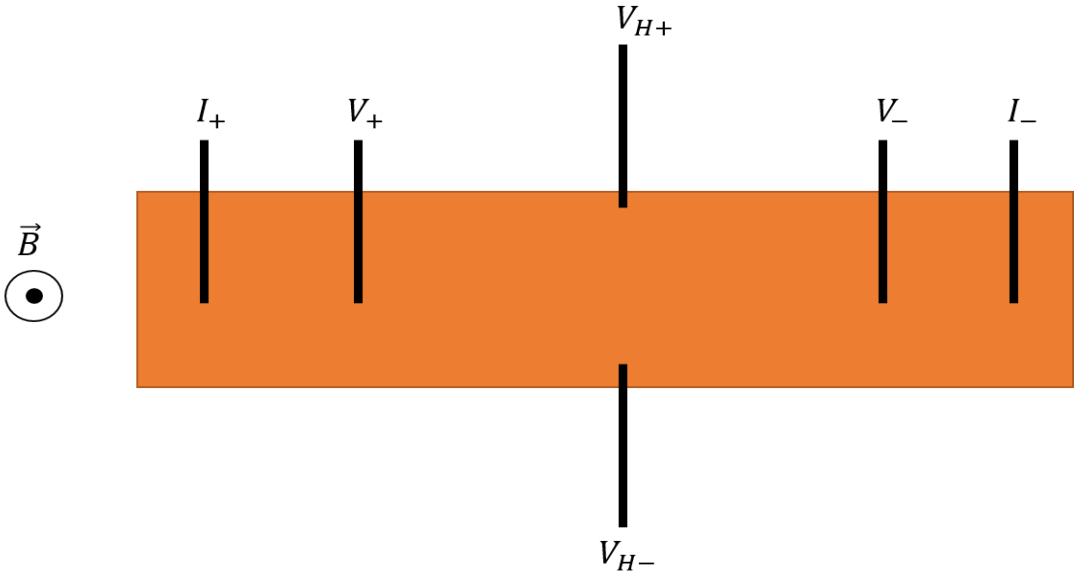


Figure 57 Géométrie de la mesure en géométrie barreau. Le courant électrique continu est appliqué entre les contacts I_{+} *et* $I_{\text{-}}$*, la tension est mesurée à l'aide d'un voltmètre entre* V_{+} *et* $V_{\text{-}}$ *pour obtenir la résistivité longitudinale* ρ_{xx} *et entre* V_{H+} *et* $V_{H\text{-}}$ *pour obtenir la résistivité transverse* ρ_{xy}*. La distance entre les contacts* V_{+} *et* $V_{\text{-}}$ *est de 5mm et la largeur du barreau est de 0,9mm. Le champ magnétique est appliqué hors du plan de l'échantillon.*

4.5.1.2 Mesure en géométrie Corbino

Les échantillons que nous avons utilisés pour nos mesures en géométrie Corbino sont composés d'un disque du matériau considéré sur lequel on a déposé un disque d'or au milieu pour faire un contact au centre du disque et un anneau autour du disque pour le contact extérieur. On applique ensuite un courant entre le contact central et le contact périphérique et on mesure la différence de potentiel entre les

deux points (Figure 58). La résistance du disque R est alors la tension mesurée divisée par le courant utilisé :

$$R = \frac{V_+ - V_-}{I} \tag{168}$$

Nous nous intéresserons alors dans cette géométrie à la variation de résistance en fonction du champ magnétique appliqué :

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{\left(R(B) - R(B = B_0)\right)}{R(B = B_0)} \tag{169}$$

Le champ B_0 utilisé pour faire la normalisation sera tel que l'aimantation est dans le plan de l'échantillon. Il s'agit donc d'un champ nul pour les matériaux ayant une aimantation dans le plan à champ nul (permalloy et CoGd) et d'un champ proche du champ coercitif pour CoTb qui a une aimantation perpendiculaire au plan à champ nul.

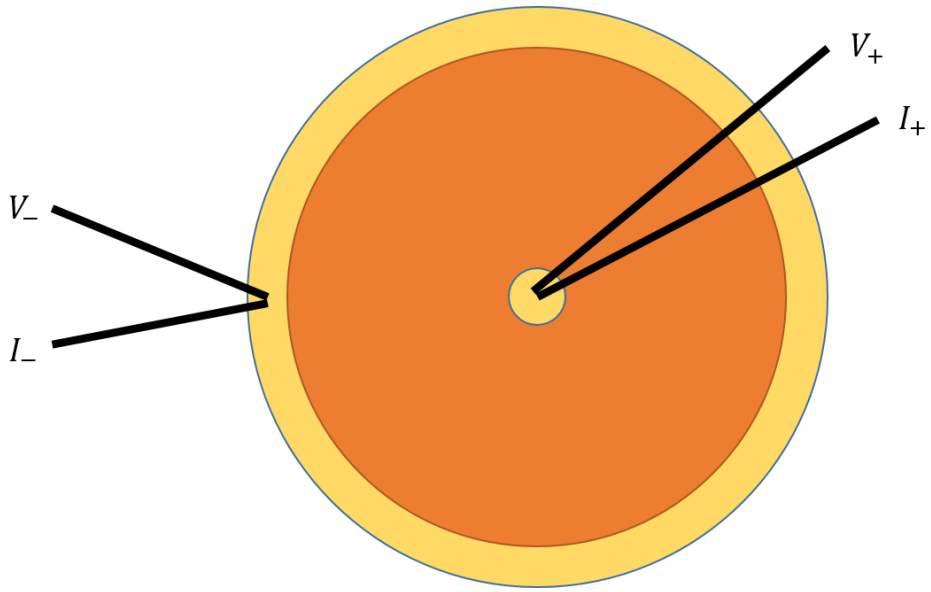


Figure 58 Schéma des échantillons utilisés en géométrie Corbino et de la position des contacts. Le diamètre des disques est de 6mm Le jaune correspond au contact en or et l'orange est du permalloy, du CoGd, du CoTb ou du platine. Le champ magnétique est appliqué perpendiculairement au disque.

4.5.1.3 Comparaison entre les deux types de géométrie

Notre but final est de comparer les résultats de mesure en géométrie Corbino avec les résultats obtenus en géométrie barreau. Pour ce faire nous utiliserons les résultats obtenus en géométrie barreau pour calculer la courbe théorique de Corbino et nous la comparerons avec le résultat expérimental.

L'analyse des propriétés de transport en géométrie Corbino est assez complexe dans les matériaux ferromagnétiques car il existe deux effets qui provoquent un

changement de résistance. L'effet de magnétorésistance anisotrope défini par le coefficient $\Delta\rho$ et l'effet Hall anomal défini par un coefficient ρ_{AH}. On note ρ_0 la résistivité mesurée en géométrie barreau lorsque l'aimantation et le courant sont parallèles.

Dans le cas ou $\left(\frac{\rho_{AH}}{\rho_0}\right)^2 \gg \frac{\Delta\rho}{\rho_0}$ alors la magnétorésistance de Corbino définie par l'équation 169 s'exprime simplement en fonction des résistivités mesurées en géométrie barreau :

$$\frac{\Delta R}{R}(B) = \left(\frac{\rho_{xy}(B)}{\rho_{xx}(B = B_0)}\right)^2 \tag{170}$$

Cette hypothèse correspond au cas du CoGd et du CoTb et nous comparerons le résultat obtenu avec l'équation 170 et le résultat de la mesure en géométrie Corbino.

L'autre possibilité est $\left(\frac{\rho_{AH}}{\rho_0}\right)^2 \ll \frac{\Delta\rho}{\rho_0}$ alors il est nécessaire de reprendre la formule trouvée dans le chapitre théorique (équation 93) et on obtient :

$$\frac{\Delta R}{R}(B) = \frac{\Delta\rho}{2\rho_0}(1\text{-}m_z^2(B)) \tag{171}$$

Cette hypothèse est comme nous le verrons vérifiée dans le cas du permalloy. Nous calculerons l'orientation de l'aimantation en fonction du champ magnétique appliqué comme nous l'avons fait dans le cadre de notre étude sur l'effet Righi-Leduc et utiliserons les résultats en géométrie barreau pour obtenir le ratio $\Delta\rho/\rho_0$.

Dans le cas des matériaux non ferromagnétiques l'analyse est plus simple. Le changement de résistance n'est provoqué que par l'effet Hall et la formule à utiliser est :

$$\frac{\Delta R}{R}(B) = \left(\frac{\rho_{xy}(B)}{\rho_0}\right)^2 \tag{172}$$

4.5.2 Résultats pour permalloy

Nous avons dans un premier temps utilisé le permalloy déjà étudié dans le cadre des effets Righi-Leduc anomal et planaire. Nous avions déjà caractérisé son effet Hall anomal et sa magnétorésistance anisotrope dans le cadre de l'étude sur l'effet Righi-Leduc (section 4.1.2). Par conséquent, intéressons-nous directement aux mesures en géométrie Corbino.

Nous avons déjà vu qu'il a une magnétorésistance anisotrope $\Delta\rho/\rho$ d'environ 1,8% et un angle de Hall ρ_{AH}/ρ_0 très petit en comparaison d'environ 0,07% ce qui est du même ordre de grandeur que ce qu'on trouve dans la littérature (McGuire & Potter, 1975).

La Figure 59 montre la magnétorésistance de Corbino $\Delta R/R$ introduite au paragraphe précédent en fonction du champ magnétique appliqué perpendiculairement au plan. La ligne grise a été calculée en utilisant la formule 171 le coefficient $\Delta\rho/\rho_0$ de 1,8% obtenu au chapitre sur l'effet Righi-Leduc et en utilisant les mêmes paramètres magnétiques pour simuler $m_z(B)$.

On observe qu'à champ faible la résistance diminue. Ceci ne peut-pas être compris dans le cadre d'une aimantation uniforme dans une géométrie Corbino parfaite. Bien que ce saut ressemble à la rotation dans le plan de l'échantillon, celle-ci ne devrait en théorie provoquer aucun changement en géométrie Corbino à cause de l'invariance par rotation autour de l'axe du disque. Nous pensons qu'à champ faible, l'aimantation n'est pas uniforme dans cet échantillon.

Il n'est pas question ici de décrire l'origine de cette baisse de résistance à champ faible, néanmoins celle-ci introduit une erreur sur la normalisation. Afin de compenser cela nous avons translaté la courbe calculée. On voit que l'accord entre le calcul et les données expérimentales est qualitatif (sauf à bas champ) et quantitatif.

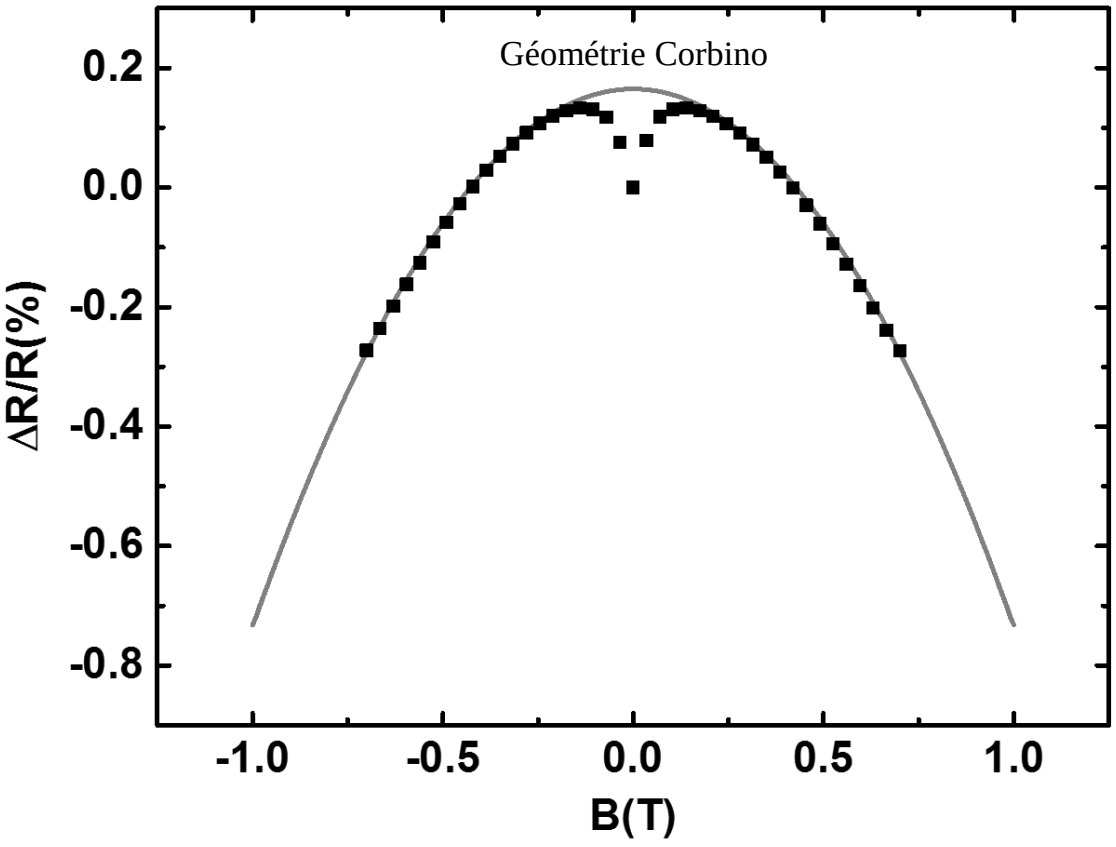


Figure 59 Magnétorésistance de Corbino $\frac{\Delta R}{R} = \frac{R(B)-R(B=0)}{R(B=0)}$*. en fonction du champ magnétique appliqué en dehors du plan. Les carrés noirs sont les mesures expérimentales et la ligne grise a été obtenue à l'aide de la formule 171 ou* $m_z(B)$ *a été obtenu par le programme Scilab de minimisation de l'énergie ferromagnétique en fonction du champ magnétique et le coefficient* $\Delta\rho/\rho_0$ *est la magnétorésistance anisotrope mesurée en géométrie barreau. La courbe obtenue a été translatée.*

4.5.3 Résultats pour CoGd

Nous souhaitions voir l'effet du coefficient Hall anomal sur la résistance en géométrie Corbino. Le permalloy n'a pas permis cette observation à cause de l'effet de magnétorésistance anisotrope. Nous avons donc décidé d'utiliser un matériau dont nous pensions qu'il y avait une chance pour que le coefficient Hall anomal soit suffisamment grand par rapport à l'effet de magnétorésistance anisotrope.

Le matériau choisi est le $Co_{83}Gd_{17}$ déposé en couche mince de 20 nm. On peut voir sur la Figure 60 la résistivité ρ_{xx} (gauche) et la résistivité transverse ρ_{xy} (droite) mesurée en fonction du champ magnétique appliqué. Les données présentées ont été moyennées sur 5 aller-retour du balayage du champ magnétique.

On observe que la résistivité longitudinale ρ_{xx} n'est pas symétrique et que la résistivité transverse ρ_{xy} n'est pas nulle à champ nul. Dans les deux cas cela est dû à un mauvais alignement des contacts. Afin de corriger ce problème nous avons symétrisé la courbe de résistivité et anti-symétrisé la courbe de résistivité transverse. Le résultat de cette procédure est représenté sur la Figure 61.

Géométrie barreau

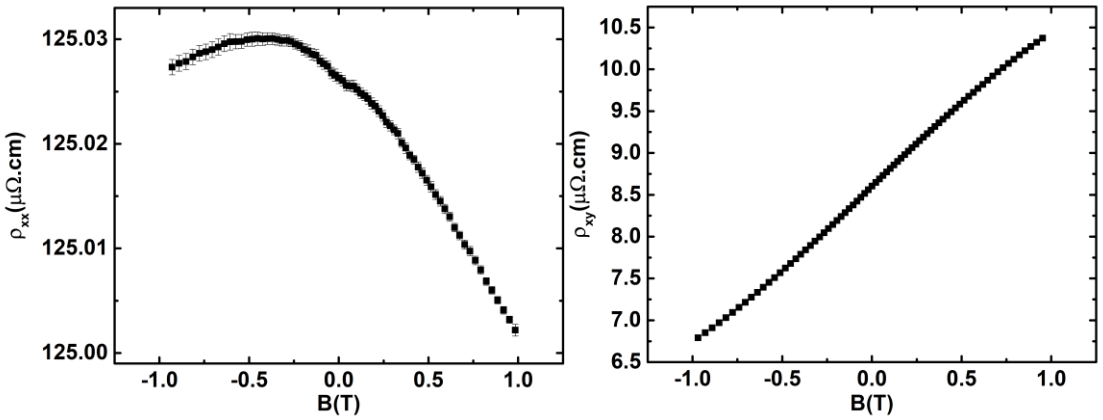


Figure 60 Mesure de résistivité (gauche) et de résistivité en fonction du champ magnétique appliqué pour un champ magnétique hors du plan.

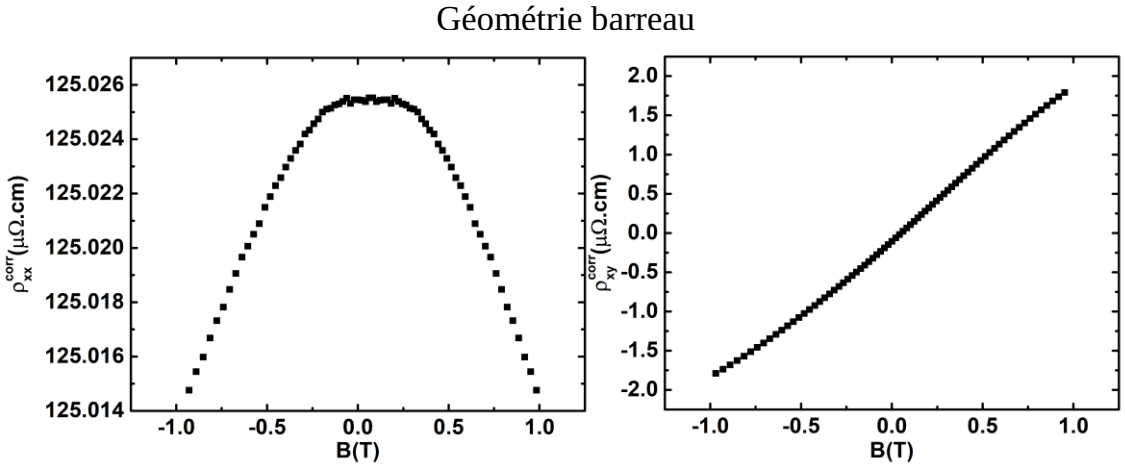


Figure 61 Résistivité longitudinale (gauche) et transverse (droite) en fonction du champ magnétique appliqué hors du plan après symétrisation et anti-symétrisation respectivement. On obtient une magnétorésistance anisotrope $\Delta\rho/\rho_0$ *de* $8{,}8\ 10^{-5}$ *et une résistivité de Hall anomale de* $2\mu\Omega.\,\mathrm{cm}$ *pour un champ magnétique de 1T.*

Conformément à ce qu'on attend pour l'effet de magnétorésistance anisotrope, la résistivité longitudinale ρ_{xx} (Figure 61, gauche) diminue à mesure que la composante hors du plan de l'aimantation augmente. La valeur de résistivité à champ nulle ρ_0 correspond à une aimantation parallèle au courant est on obtient $\rho_0 = 125{,}03\ \mu\Omega.\,\mathrm{cm}$. 1T n'est pas suffisant pour saturer l'aimantation hors du plan, il n'est donc pas possible de donner une valeur exacte du coefficient $\Delta\rho$. Néanmoins, pour la configuration magnétique correspondant à un champ de 1T l'effet de magnétorésistance anisotrope provoque un changement de résistivité relatif de $0{,}01\%$

La résistivité transverse ρ_{xy} (Figure 61, droite) n'est pas linéaire. C'est une preuve qu'il s'agit d'un effet de l'aimantation et pas du champ. Il s'agit donc d'une mesure de l'effet Hall anomal. Sa valeur est du même ordre de grandeur que dans (Asomoza, Campbell, Jouve, & Meyer, 1977) mais encore une fois, 1T n'est pas suffisant pour saturer l'aimantation hors du plan. Il n'est pas conséquent pas possible de donner une valeur du coefficient ρ_{AH}. Par contre, comme pour l'effet de magnétorésistance anisotrope on peut donner pour 1T l'angle de Hall égal au rapport ρ_{xy}/ρ_0 qui vaut 1,4%. C'est ce dernier qui est important en géométrie Corbino.

Comme décrit précédemment la variation de résistance en géométrie Corbino provoqué par l'effet de magnétorésistance anisotrope correspond à une diminution de résistance lorsque la composante hors du plan de l'aimantation augmente (équation 171). Celle provoquée par l'effet Hall anomal correspond à une augmentation de résistance lorsque la composante hors du plan de l'aimantation augmente (équation 170). Leur amplitude est égale à la moitié de la magnétorésistance en géométrie barreau respectivement l'angle de Hall au carré

pour l'effet de magnétorésistance anisotrope respectivement l'effet Hall anomal. Dans notre cas cela donne pour la configuration magnétique correspondant à un champ de 1T une variation relative de résistance $\Delta R/R$ égale à 5×10^{-5} pour l'effet de magnétorésistance anisotrope (proportionnel au coefficient $\Delta\rho/\rho_0$) et égale à 2×10^{-4} pour l'effet Hall anomal (proportionnel au carré de ρ_{AH}/ρ_0).

Pour le CoGd, nous pouvons donc utiliser la formule simplifiée correspondant à l'approximation $(\rho_{AH}/\rho_0)^2 \gg \Delta\rho/\rho_0$ (équation 170). Les carrés rouges sur la Figure 62 ont été calculés à partir de cette équation et des résultats obtenus à la Figure 61 sans aucun paramètre ajustable. Cette procédure permet de pallier à la connaissance exacte des états d'aimantation que l'on suppose identiques dans les deux géométries. On ne s'intéresse qu'à la comparaison entre les deux géométries.

Les carrés noirs de la Figure 62 sont les données mesurées en géométrie Corbino. L'accord entre la courbe calculée et le résultat expérimental est bon ce qui valide la démarche utilisée ici et confirme le lien entre les deux géométries.

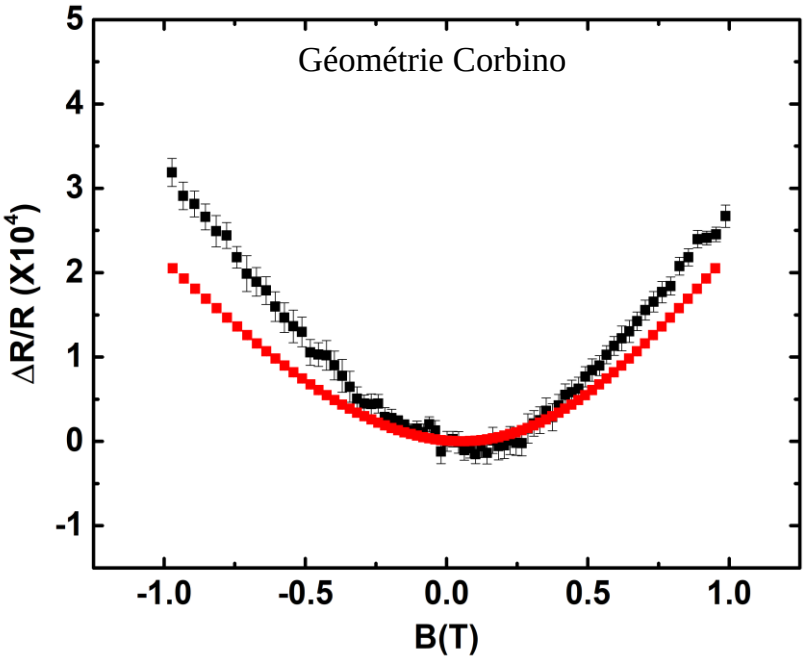


Figure 62 Magnétorésistance en géométrie Corbino en fonction du champ magnétique appliqué. Les carrés noirs sont les résultats expérimentaux tandis que celle avec des carrés rouge est obtenue avec la formule simplifiée $\frac{\Delta\rho}{\rho} = \left(\frac{\rho_{xy}(B)}{\rho_0}\right)^2$ *en prenant les valeurs obtenues en géométrie barreau.*

4.5.4 Résultat pour CoTb

Nous nous sommes ensuite intéressés au CoTb dont l'aimantation à champ nul est perpendiculaire au plan de l'échantillon. Dans les alliages de terre rare et de cobalt, les propriétés de transport sont en général dominées par le cobalt (Asomoza,

Campbell, Jouve, & Meyer, 1977). On s'attend donc à un comportement proche de CoGd du point de vue des coefficients de transport.

La Figure 63 montre la résistivité longitudinale ρ_{xx} (gauche) et transverse ρ_{xy} (droite) en fonction du champ magnétique appliqué hors du plan de l'échantillon. On observe une hystérésis caractéristique de ce matériau qui correspond au renversement de l'aimantation de l'échantillon.

Cette hystérésis n'est pas attendue dans le cas de la résistivité longitudinale ρ_{xx}. Celle-ci est en réalité due à un défaut d'alignement des contacts. Il n'est pas aisé de corriger cette courbe comme pour CoGd. En tout état de cause, la magnétorésistance anisotrope se manifesterait par une augmentation de résistance proche du champ coercitif et on peut affirmer que l'effet de magnétorésistance anisotrope est très inférieur à 1×10^{-4} ce qui correspond à la variation relative donnée par l'hystérésis. On prendra pour valeur de résistivité $\rho_0 = 118{,}3\ \mu\Omega.\,\mathrm{cm}$.

L'hystérésis obtenue pour la courbe de résistivité transverse ρ_{xy} n'est pas centrée en zéro. Ceci est également dû à un défaut d'alignement. Il suffit de translater la courbe pour corriger ce défaut d'alignement et on obtient alors la Figure 64. Dans ce cas l'aimantation est saturée pour un champ de 1T et on peut obtenir la résistivité de Hall anomale $\rho_{AH} = 2\mu\Omega.\,\mathrm{cm}$. Cela correspond à un angle de Hall ρ_{AH}/ρ_0 de 0,017.

Nous sommes donc dans la situation où l'on peut négliger l'effet de magnétorésistance anisotrope. Il s'agit de la même situation que pour CoGd et nous utilisons la même procédure pour calculer la courbe rouge de la Figure 65. C'est-à-dire que nous utilisons l'hystérésis mesurée et donnée à la Figure 64 et la formule (170). Notons que la courbe obtenue devrait en théorie descendre à 0 pour un champ correspondant à une aimantation dans le plan. Néanmoins, aucun point n'étant mesuré pendant le saut d'aimantation, on obtient pas ces points par le calcul.

La mesure en géométrie Corbino est donnée par les carrés noirs de la Figure 65. On a normalisé comme indiqué au paragraphe précédent par le champ ou la résistance est minimum. La première remarque est que la résistance est plus élevée lorsque l'aimantation est perpendiculaire au plan de l'échantillon ce qui est incompatible avec la magnétorésistance anisotrope. C'est en revanche ce qui est attendu de l'effet Hall anomal en géométrie Corbino. Par ailleurs, on observe un accord qualitatif parfait entre la courbe rouge calculée d'après la formule 170 sans paramètre ajustable à partir de la géométrie barreau et la mesure en géométrie Corbino. L'accord quantitatif est raisonnable sans être excellent car on a le bon ordre de grandeur mais il y a un facteur trois de différence.

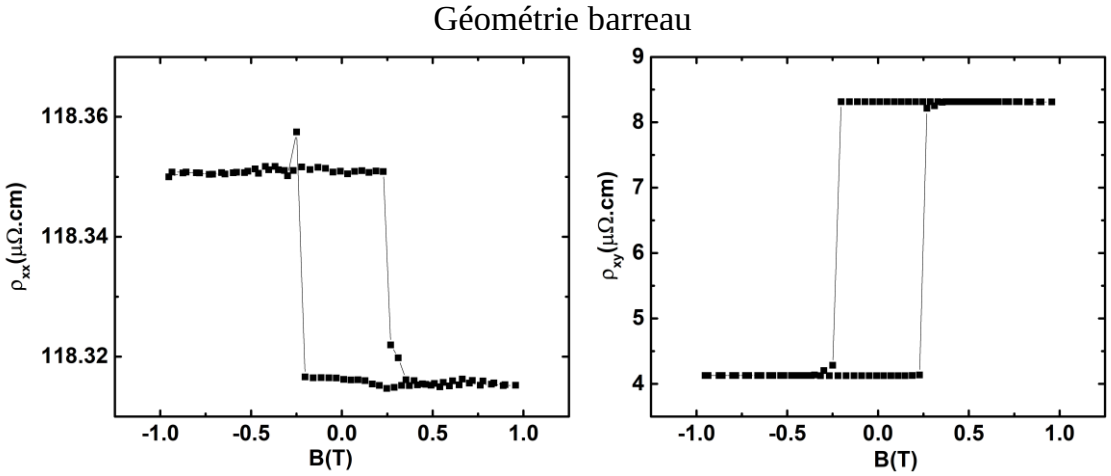


Figure 63 Résistivité longitudinale (gauche) et transverse (droite) en fonction du champ magnétique appliqué hors du plan de l'échantillon.

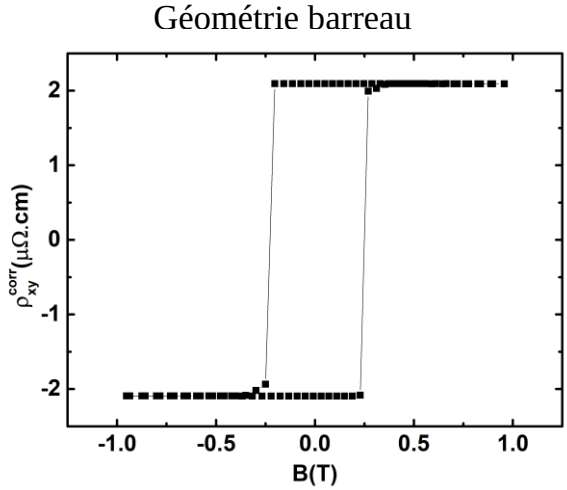


Figure 64 Résistivité transverse après recentrage de la courbe en zéro. On obtient une résistivité de Hall anomale de $2\mu\Omega.\,\mathrm{cm}$.

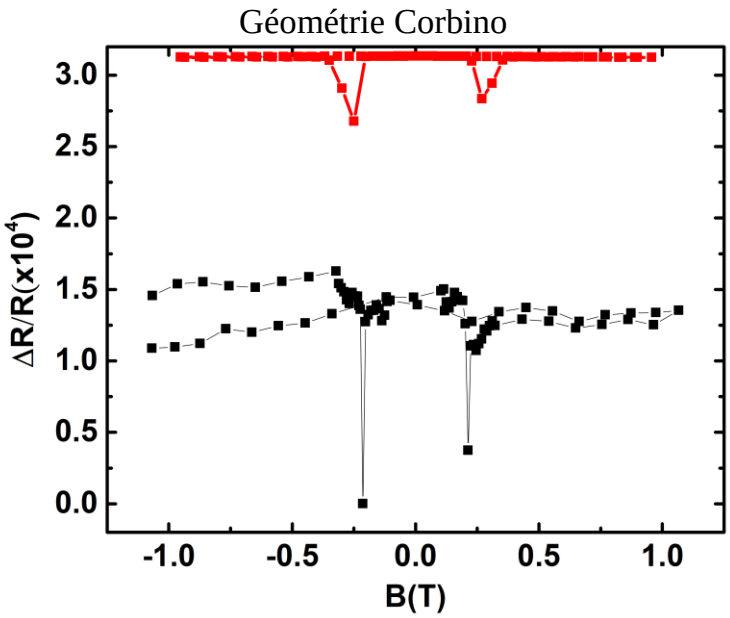


Figure 65 Magnétorésistance $\frac{\Delta R}{R}$ comme définie au paragraphe précédent en fonction du champ magnétique appliqué

4.5.5 Résultat pour platine

Le dernier matériau que nous avons utilisé s'inscrit dans un projet de plus long terme sur l'effet Hall de spin inverse. Nous avons voulu savoir s'il était possible de mesurer une magnétorésistance en géométrie Corbino dans le platine qui est un métal paramagnétique. La seule contribution en géométrie Corbino provient donc de l'effet Hall.

Après de nombreuses mesures nous ne sommes pas parvenus à mesurer de magnétorésistance en géométrie Corbino dans le platine. En revanche, nous avons réussi à donner une borne supérieure de l'effet. En moyennant sur une longue période, en ne prenant que trois champs différents (-1T, 0T et 1T) dans le but d'éviter toute contribution de type induction provoquée par le balayage du champ magnétique. Nous avons pu donner une borne supérieure pour l'effet de 9×10^{-6} de magnétorésistance en géométrie Corbino.

La méthode utilisée pour obtenir cette valeur est décrite par la Figure 66. Les points noirs correspondent à la mesure de résistance en fonction du numéro de la mesure sachant que le champ change d'un point à l'autre selon la séquence -1T, 0T, 1T, 0T, -1T. Ne considérer que trois champ a permis de moyenner sur un très grand nombre de mesures sur une période de stabilité de la température de la pièce car cette mesure est très sensible à la température pour atteindre une telle stabilité. Malgré tout, on peut observer des oscillations au cours du temps dont l'origine nous est inconnue et qui ne sont pas corrélées au champ magnétique mais en moyennant suffisamment longtemps nous avons pu obtenir la courbe rouge qui représente la moyenne de la résistance en fonction du champ. Nous avons ainsi pu réduire l'erreur de mesure définie comme l'écart-type de la moyenne des mesures pour un champ donné, divisé par la racine carré du nombre de mesures. Nous

n'avons pas pu observer l'effet Corbino dans le platine et avons pu trouver une borne supérieure de l'amplitude de l'effet.

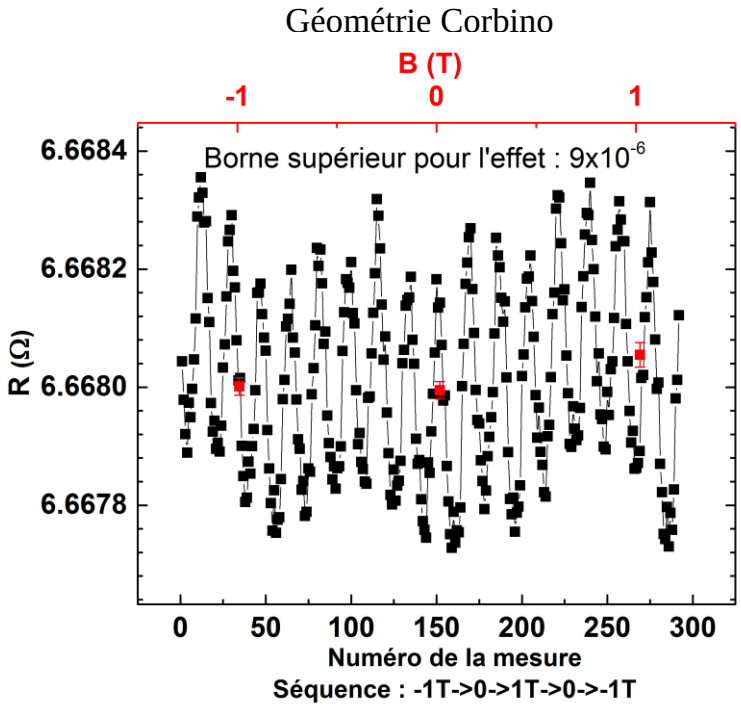


Figure 66 Les points noires représentent la mesure de résistance en fonction du numéro de la mesure. Les points rouges représentent la résistance en fonction du champ magnétique.

Suite à ces mesures en géométrie Corbino nous nous sommes posé la question de l'amplitude de l'effet Hall dans le platine. La Figure 67 montre les résultats obtenus en géométrie barreau pour le platine. On y observe (droite) un effet Hall quasi linéaire d'amplitude 1000 fois plus faible que pour le CoTb et une résistivité du même ordre de grandeur bien que plus faible. On obtient alors pour un champ de 1T une résistivité de Hall de l'ordre de $0{,}003\,\mu\Omega.\,\mathrm{cm}$ ce qui correspond à un coefficient de Hall de $3 \times 10^{-3}\,\mu\Omega.\,\mathrm{cm/T}$ qui est proche de la valeur tabulée pour le platine massif égale à $-2{,}4 \times 10^{-3}\,\mu\Omega.\,\mathrm{cm/T}$ (Koon, 2000), la différence de signe n'étant due qu'à une convention. La résistivité est, quant à elle, quatre fois plus grande dans notre échantillon par rapport à celle donnée dans (Koon, 2000) ($47\,\mu\Omega.\,\mathrm{cm}$ contre $10\,\mu\Omega.\,\mathrm{cm}$).

On obtient pour notre échantillon un rapport $(\rho_H/\rho)^2 \approx 4 \times 10^{-9}$. Or, la magnétorésistance de Corbino est égale à ce ratio. Il n'est donc pas étonnant que nous ne soyons pas parvenus à mesurer l'effet Corbino dans le platine.

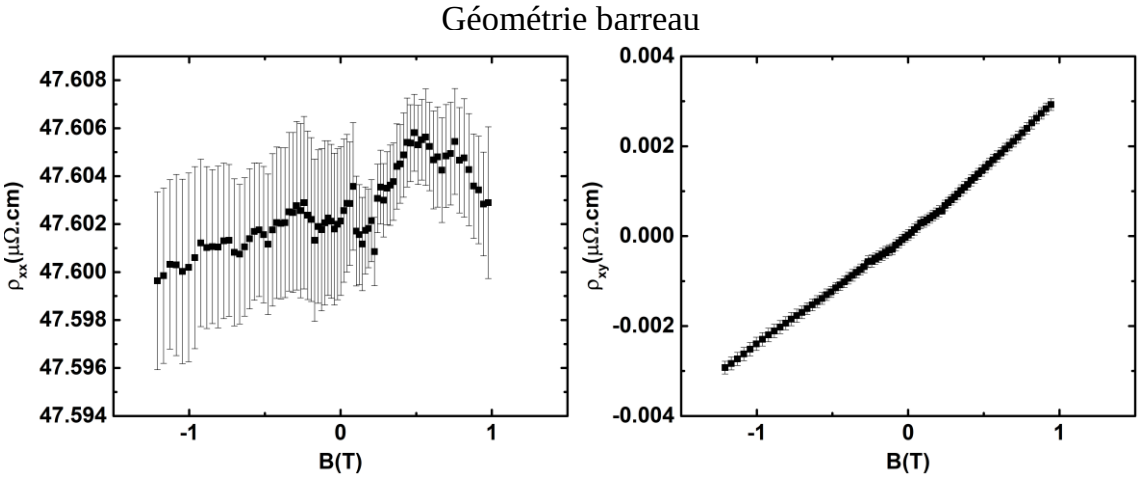


Figure 67 Mesure en géométrie barreau de la résistivité (gauche) et de la résistivité de Hall (droite) après anti-symétrisation.

4.5.6 Conclusion

La géométrie Corbino est une géométrie intéressante dans laquelle la force de Lorentz (ou son équivalent proportionnel au spin orbite pour l'effet Hall anomal) qui est un effet non-dissipatif provoque l'apparition d'un courant transverse et l'augmentation de la résistance du dispositif et donc la dissipation d'énergie.

Nous avons montré que dans les métaux ferromagnétiques il était possible de mesurer une magnétorésistance en géométrie Corbino causée par l'effet Hall anomal, à condition que l'effet de magnétorésistance anisotrope, caractérisé par le coefficient $\Delta\rho/\rho_0$, soit suffisamment petit par rapport à l'effet Hall anomal caractérisé par le carré du rapport ρ_{AH}/ρ_0 en géométrie Corbino.

En particulier, dans le permalloy, la mesure était dominée par l'effet de magnétorésistance anisotrope alors que dans le CoGd et le CoTb elle était dominée par l'effet Hall anomal.

Nous avons aussi pu confirmer la relation entre la géométrie barreau et la géométrie Corbino. Ces mesures confirment les calculs de la section 2.5 et implique qu'il existe un courant ortho-radial causé par l'effet Hall anomal.

Enfin, nous n'avons pas pu mesurer de magnétorésistance en géométrie Corbino dans le platine. Bien que mesurable en géométrie barreau, l'effet Hall n'est plus mesurable en géométrie Corbino. De manière générale, la géométrie Corbino n'est pas adaptée aux métaux non ferromagnétiques qui ont un coefficient Hall faible.

Nous nous étions intéressés au platine car il possède un fort angle spin Hall Compte tenu du fait que l'effet Hall anomal et l'effet Hall de spin ont une origine commune, on s'attend à ce qu'en géométrie Corbino il existe un courant de spin ortho-radial. La mise en évidence de ce courant de spin sera l'étape ultime de ce projet.

Chapitre 5 Conclusion

Nous avons montré au cours de cette thèse l'existence des effets Righi-Leduc anomal et planaire dans le permalloy. Pour les mettre en évidence, nous avons utilisé une technique de chauffage par effet Joule et de modulation de courant. Cette technique de modulation nous a permis de séparer les contributions thermiques, des contributions inductives et d'améliorer la précision de nos mesures.

Les effets Righi-Leduc planaires et anomaux peuvent a priori être mesuré dans n'importe quel matériau ferromagnétique, y compris isolant. Il doit être discuté pour toute mesure au cours de laquelle une tension dépendant de l'aimantation est mesurée en réponse à un courant de chaleur. Cela inclue non seulement les mesures de type spin-Seeebeck mais aussi celle de type « spin pumping » au cours de laquelle de la chaleur est créée.

La technique développée pour l'étude de l'effet Righi-Leduc dans le permalloy nous a permis en outre d'étudier l'effet Nernst dans l'InSb qui est un semi-conducteurs à gap étroit et à forte mobilité. Dans le but d'expliquer les non-linéarités à des champs de l'ordre d'un tesla, nous avons modélisé les inhomogénéités du matériau par une distribution gaussienne de mobilités et interprété les non linéarités comme l'écart type de cette distribution.

Nous avons développé un dispositif expérimental de résonance ferromagnétique dans le but de quantifier la chaleur générée sous résonance ferromagnétique. Nous avons également conçu des échantillons permettant de quantifier cet effet. Malheureusement, le manque de puissance de notre source radio fréquence et le bruit trop élevé sur le thermocouple de mesure ne nous ont pas permis de conclure quant à la puissance dissipée sous forme de chaleur au cours de la résonance ferromagnétique.

Plus largement, cette thèse a été l'occasion de nous interroger sur ce que l'on fait lorsqu'on mesure une tension transverse. Nous nous sommes alors intéressés à la géométrie Corbino dans laquelle l'effet Hall provoque une augmentation de la résistance du dispositif lorsqu'un champ magnétique perpendiculaire au disque est appliqué. Nous avons généralisé cette magnétorésistance à celle provoquée par l'effet Hall anomal et par la magnétorésistance anisotrope dans les métaux ferromagnétiques.

En géométrie Corbino, l'effet Hall anomal provoque une augmentation de la résistance du dispositif et l'effet de magnétorésistance anisotrope induit une diminution de cette même résistance lorsque la composante hors du plan de l'échantillon augmente. Nous avons mesuré cette magnétorésistance en géométrie Corbino dans trois matériaux aux caractéristiques très différentes : permalloy (fort coefficient de magnétorésistance anisotrope et un faible effet Hall anomal), CoGd (aimantation dans le plan avec un faible coefficient de magnétorésistance

anisotrope et un fort effet Hall anomal) et CoTb (aimantation hors du plan avec un faible coefficient de magnétorésistance anisotrope et un fort effet Hall anomal).

Nous avons ainsi pu valider les équations que nous avions trouvé dans la partie théorique et ainsi prouvé que l'augmentation de résistance provoquée par l'effet Hall anomal en géométrie Corbino provoque l'apparition d'un courant transverse.

Dans la partie théorique, nous avons vu que l'effet Hall de spin peut être vu comme deux effet Hall anomaux séparés sur chacune des deux populations de spin. Les résultats en géométrie Corbino sur CoGd et CoTb suggèrent donc qu'un courant se spin orthoradial apparait dans le platine en géométrie Corbino.

Pour résumer cette thèse a permis d'étudier les phénomènes de transports sous toutes ses formes en variant le type de transport (électrique, thermoélectrique, thermique), les matériaux (métal, métal ferromagnétique, isolant, isolant ferromagnétique), les géométries (barreau et Corbino) et le type d'excitation (résonance ferromagnétique et chauffage Joule).

Références

Asomoza, R., Campbell, I. A., Jouve, H., & Meyer, R. (1977). Extraordinary Hall effect in rare-earth–cobalt amorphous films. *Journal of Applied Physics, 48*(9), 3829-3831. doi:10.1063/1.324249

Avery, A. D., Pufall, M. R., & Zink, B. L. (2012). Observation of the Planar Nernst Effect in Permalloy and Nickel Thin Films with In-Plane Thermal Gradients. *Physucal Review Letters, 109*(19), 196602. doi:10.1103/PhysRevLett.109.196602

Azevedo, A., Vilela-Leao, L. H., Rodriguez-Suarez, R. L., Lacerda Santos, A. F., & Rezende, S. M. (2011). Spin pumping and anisotropic magnetoresistance voltages in magnetic bilayers: Theory and experiment. *Physical review B, 83*(14), 144402. doi:10.1103/PhysRevB.83.144402

Damodara Das, V., & Soundararajan, N. (1987). Size and temperature effects on the Seebeck coefficient of thin bismuth films. *Physical Review B, 35*(12), 5990--5996. doi:10.1103/PhysRevB.35.5990

Dyakonov, M. I. (2007). Magnetoresistance due to Edge Spin Accumulation. *Physical Review Letters, 99*(12), 126601. doi:10.1103/PhysRevLett.99.126601

D'yakonov, M. I., & Perel, V. I. (1971). Possibility of orienting electron spins with current. *Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters, 13*(11), 467.

Egan, W. G., & Juretschke, H. J. (1963). DC Detection of Ferromagnetic Resonance in Thin Nickel Films. *Journal of Applied Physics, 34*(5), 1477-1484. doi:10.1063/1.1729604

Flipse, J., Dejene, F. K., Wagenaar, D., Bauer, G. E., Youssef, J. B., & van Wees, B. J. (2014). Observation of the Spin Peltier Effect for Magnetic Insulators. *Physical Review Letters, 113*(2), 027601. doi:10.1103/PhysRevLett.113.027601

Geprägs, S., Meyer, S., Altmannshofer, S., Opel, M., Wilhelm, F., Rogalev, A., . . . Goennenwein, S. T. (2012). Investigation of induced Pt magnetic polarization in Pt/Y3Fe5O12 bilayers. *Applied Physics Letters, 101*(26), 262407. doi:10.1063/1.4773509

Hall, E. H. (1925). Measurement of the Four Magnetic Transverse Effects. *Physical review, 26*(6), 820-840. doi:10.1103/PhysRev.26.820

Hirsch, J. E. (1999). Spin Hall Effect. *Physical Review Letter, 83*(9), 1834-1837. doi:10.1103/PhysRevLett.83.1834

Hu, J., & Rosenbaum, T. F. (2008). Classical and quantum routes to linear magnetoresistance. *Nature Materials, 7,* 697-700. doi:10.1038/nmat2259

Huang, S. Y., Fan, X., Qu, D., Chen, Y. P., Wang, W. G., Wu, J., . . . Chien, C. L. (2013). Transport Magnetic Proximity Effects in Platinum. *Physical Review letters, 109*(10), 107204. doi:10.1103/PhysRevLett.109.107204

Huang, S. Y., Wang, W. G., Lee, S. F., Kwo, J., & Chien, C. L. (2011). Intrinsic Spin-Dependent Thermal Transport. *Physical Review Letters, 107*(21), 216604. doi:10.1103/PhysRevLett.107.216604

Jaworski, C., Yang, J., Mack, S., Awschalom, D. D., Heremans, J. P., & Myers, R. C. (2010). Observation of the spin-Seebeck effect in a ferromagnetic semiconductor. *Nature Materials, 9*(11), 898-903. doi:10.1038/nmat2860

Kato, Y. K., Myers, R. C., Gossard, A. C., & Awschalom, D. D. (2004). Observation of the Spin Hall Effect in Semiconductors. *Science, 306*(5703), 1910-1913. doi:10.1126/science.1105514

Kittel, C. (1947). On the Theory of Ferromagnetic resonance Absorbtion. *Physical review, 73*(2), 155-161.

Koon, D. W. (2000). *Room temperature Hall coefficient and resistivity*. Consulté le 2017, sur http://it.stlawu.edu/~koon/HallTable.html

Liu, L., Moriyama, T., Ralph, D. C., & Buhrman, R. A. (2011). Spin-Torque Ferromagnetic Resonance Induced by the Spin Hall Effect. *Physical Review Letters, 106*(3), 036601. doi:10.1103/PhysRevLett.106.036601

Liu, L., Pai, C.-F., Li, Y., Tseng, H. W., Ralph, D. C., & Buhrman, R. A. (2012). Spin-Torque Switching with the Giant Spin Hall Effect of Tantalum. *Science, 336*(6081), 555-558. doi:10.1126/science.1218197

Madon, B., Drouhin, H.-J., Lacour, D., & Wegrowe, J.-E. (2014). Spin-Hall effects: From the two-channel model to Dyakonov-Perel equations. *Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering - Spintronics VII, 9167*(91671O).

Madon, B., Pham, D. C., Wegrowe, J.-E., Lacour, D., Hehn, M., Polewczyk, V., . . . Cros, V. (2016). Anomalous and planar Righi-Leduc effects in Ni 80 Fe 20 ferromagnets. *Physical Review B, 94*(14), 144423. doi:10.1103/PhysRevB.94.144423

Madon, B., Wegrowe, J. E., Drouhin, H. J., Liu, X. F., & Khodaparast, G. A. (2016). Influence of the carrier mobility distribution on the Hall and the Nernst effect measurements in n-type InSb. *Journal of Applied Physics, 119(2),* 025701.

McGuire, T., & Potter, R. (1975). Anisotropic magnetoresistance in ferromagnetic 3d alloys. *IEEE Transactions on Magnetics, 11*(4), 1018-1038. doi:10.1109/TMAG.1975.1058782

Mott, M. I., & Massey, V. I. (1965). *Theory of atomic Collisions.* Oxford.

Nakayama, H., Althammer, M., Chen, Y.-T., Uchida, K., Kajiwara, Y., Kikuchi, D., . . . Saitoh, E. (2013). Spin Hall Magnetoresistance Induced by a Nonequilibrium Proximity Effect. *Physica Review Letters, 110*(20), 206601. doi:10.1103/PhysRevLett.110.206601

Onsager, L. (1931). Reciprocal relations in irreversible processes. I. *Physical review, 37*(4), 405. doi:10.1103/PhysRev.37.405

Onsager, L. (1931). Reciprocal relations in irreversible processes. II. *Physical Review, 38*(12), 2265. doi:10.1103/PhysRev.38.2265

Osborn, J. A. (1945). Demagnetizing Factors of the General Ellipsoid. *Physical Review, 67*(11-12), 351-357. doi:10.1103/PhysRev.67.351

Pham, D. C. (2014). *Effets thermoélectriques anisotropes dans les couches minces ferromagnétiques Py et YIG.* Palaiseau: Ecole Polytechnique X. Récupéré sur https://pastel.archives-ouvertes.fr/pastel-01016941

Pu, Y., Johnston-Halperin, E., Awschalom, D. D., & Shi, J. (2006). Anisotropic Thermopower and Planar Nernst Effect in GaMnAs Ferromagnetic Semiconductors. *Physical Review Letters, 97*(3), 036601. doi:10.1103/PhysRevLett.97.036601

Saitoh, E., Ueda, M., Miyajima, H., & Tatara, G. (2006). Conversion of spin current into charge current at room temperature: Inverse spin-Hall effect. *Applied Physics Letters, 88*(18), 182509. doi:10.1063/1.2199473

Schmid, M., Srichandan, S., Meier, D., Kuschel, T., Schmalhorst, J.-M., Vogel, M., . . . Back, C. H. (2013). Transverse Spin Seebeck Effect versus Anomalous and Planar Nernst Effects in Permalloy Thin Films. *Physical Review Letters, 111*(18), 187021. doi:10.1103/PhysRevLett.111.187201

Schultheiss, H., Pearson, J. E., Bader, S. D., & Hoffmann, A. (2012). Thermoelectric Detection of Spin Waves. *Physical Review Letters, 109*(23), 237204. doi:10.1103/PhysRevLett.109.237204

Smith, A., Janak, J., & Adler, R. (1967). *Electronic Conduction in Solids.* New-York: Mc-Graw-Hill.

Smith, R. A. (1978). *Semiconductors, 2ème édition.* Cambridge Univerity Press.

Solin, S. A., Thio, T., Hines, D. R., & Heremans, J. J. (2000). Enhanced room-temperature geometric magnetoresistance in inhomogeneous narrow-gap semiconductors. *Science, 289(5484),* 1530-1532.

Uchida, K. I., Adachi, H., Ota, T., Nakayama, H., Maekawa, S., & Saitoh, E. (2010). Observation of longitudinal spin-Seebeck effect in magnetic insulators. *Applied Physics Letters, 97*(17), 172505.

Uchida, K., Adachi, H., Ota, T., Nakayama, H., Maekawa, S., & Saitoh, E. (2010). Observation of longitudinal spin-Seebeck effect in magnetic insulators. *Applied Physics Letters, 97*(17), 172505. doi:10.1063/1.3507386

Uchida, K., Ota, T., Harii, K., Takahashi, S., Maekawa, S., Fujikawa, Y., & Saitoh, E. (2010). Spin-Seebeck effects in films. *Solid State Communications, 150*(11-12), 524-528. doi:10.1016/j.ssc.2009.10.045

Uchida, K., Takahashi, S., Harii, K., Ieda, J., Koshibae, W., Ando, K., . . . Saitoh, E. (2008). Observation of the spin Seebeck effect. *Nature, 455*, 778-781.

Uchida, K., Xiao, J., Adachi, H., Ohe, J., Takahashi, S., Ieda, J., . . . Saitoh, E. (2010). Spin seebeck insulator. *Nature Materials, 9*(11), 894-897.

Valenzuela, S. O., & Tinkham, M. (2006). Direct electronic measurement of the spin Hall effect. *Nature, 442*(7099), 176-179. doi:10.1038/nature04937

Valet, T., & Fert, A. (1993). Theory of the perpendicular magnetoresistance in magnetic multilayers. *Physical Review B, 48*(10), 7099-7113. doi:10.1103/PhysRevB.48.7099

Vélez, S., Golovach, V. N., Bedoya-Pinto, A., Isasa, M., Sagasta, E., Abadia, M., . . . Casanova, F. (2016). Hanle Magnetoresistance in Thin Metal Films with Strong Spin-Orbit Coupling. *Physical Review Letters, 116*(1), 016603. doi:10.1103/PhysRevLett.116.016603

Vidal, C., Dewel, G., & Borckmans, P. (1994). *Au-delà de l'équilibre.* Paris: Hermann.

Wegrowe, J. E., Drouhin, H. J., & Lacour, D. (2014). Anisotropic magnetothermal transport and spin Seebeck effect. *Physical Review B, 89*(9), 094409.

Wilhelm, F., Poulopoulos, P., Ceballos, G., Wende, H., Baberschke, K., Srivastava, P., . . . Flevaris, N. K. (2000). Layer-Resolved Magnetic Moments in Ni/Pt Multilayers. *Physical Review Letters, 85*(2), 413-416. doi:10.1103/PhysRevLett.85.413

Yin, S. L., Mao, Q., Meng, Q. Y., Li, D., & Zhao, H. W. (2013). Hybrid anomalous and planar Nernst effect in permalloy thin films. *Physical Review B*, 064410. doi:10.1103/PhysRevB.88.064410

Zhang, S. (2000). Spin Hall Effect in the Presence of Spin Diffusion. *Physical Review Letters, 85*(2), 393-396. doi:10.1103/PhysRevLett.85.393

Table des figures

Figure 1 Reproduction de la Figure 1 dans (Hirsch, 1999)..... 10

Figure 2 Reproduction de la figure 1 de (Kato, Myers, Gossard, & Awschalom, 2004). Mesure par effet Kerr de l'accumulation de spin due à un courant électrique dans GaAs (effet Hall de spin) 11

Figure 3 Reproduction de la figure 1 de (Saitoh, Ueda, Miyajima, & Tatara, 2006) 12

Figure 4 Reproduction de la figure 1b de (Valenzuela & Tinkham, 2006) sur la mesure électrique de l'effet Hall de spin. 12

Figure 5 Reproduction de la figure 2 de (Uchida, et al., 2008) Le panneau a) montre le potentiel chimique linéaire qui a une pente différente pour les deux types de spins. Le panneau **d** explique que la différence de potentiel chimique diffuse alors dans l'électrode de platine qui convertit ce courant de spin en courant de charge et génère une tension par effet Hall de spin inverse. 14

Figure 6 Reproduction de la figure 2 **f** de (Jaworski, et al., 2010). Cette figure montre l'évolution de la tension en fonction de la position. 0 est le milieu de l'échantillon. La ligne utilisée pour ajuster les données expérimentales est un sinus hyperbolique. 15

Figure 7 Reproduction de la figure 3 de (Jaworski, et al., 2010). Cette figure montre l'effet d'une coupure au milieu de l'échantillon sur la mesure. 15

Figure 8 Reproduction de la figure 3(a) et (b) de (Huang, Wang, Lee, Kwo, & Chien, 2011). Le changement entre le cadran (a) et le cadran (b) est le changement de la position du chauffage de sur l'échantillon à sous l'échantillon. On observe alors un changement de signe de l'hystérésis mesurée. 17

Figure 9 Reproduction de la Figure 1 **(b)** de (Uchida K. , et al., 2010). Dans cette géométrie le courant de chaleur est attendu perpendiculaire à l'échantillon. Il n'y a plus la notion de tension qui change de signe entre les deux côtés de l'échantillon. 18

Figure 10 Définition des angles de l'aimantation, du champ et de l'anisotropie uniaxiale. L'axe z est perpendiculaire à la couche mince considérée..... 26

Figure 11 Calcul des composantes de l'aimantation selon (a) l'axe x, (b) l'axe y et (c) l'axe z pour différents angles hors du plan θH du champ magnétique appliqué en fonction de l'amplitude du champ normalisé par Ms. L'angle φH reste égal à 0 (le long de x) pour chacune des simulations. 28

Figure 12 Angle de l'aimantation φ en fonction du champ magnétique appliqué normalisé par Ms.On observe que la composante dans le plan (xy) de l'aimantation

lorsque l'aimantation n'est pas encore hors du plan est le long de l'axe d'anisotropie uniaxiale. Lorsque H est supérieur à Ms alors l'angle φ n'est plus défini puisque la projection de l'aimantation sur le plan (xy) est nulle..... 28

Figure 13 (a) composante selon x de l'aimantation, (b) composante selon y de l'aimantation en fonction du champ magnétique appliqué le long de x et normalisé par l'amplitude de l'anisotropie uniaxiale Hk (c) orientation de l'aimantation représentée par des flèches dans le plan (xy). Le balayage en champ utilisé pour manipuler l'aimantation correspond à celui des cadrans (a) et (b). Le balayage est le suivant : 1 : champs de -10K à 0,5K ; 2 :champs de 0.5K à 10K ; 3 :champs de 10K à -0,5K et 4 : champs de -0,6K à -10K. L'axe bleu correspond à l'axe de l'anisotropie uniaxiale, tandis que l'axe vert correspond à la position de l'aimantation lors du saut de l'aimantation..... 29

Figure 14 Définition des angles θ et φ permettant de décrire l'orientation de l'aimantation par rapport à un repère orthonormé (x, y, z) donné. 33

Figure 15 Problème de raccordement entre les équipotentielles sur le bord du barreau et les équipotentielles prédites par le calcul analytique. Il apparait une distance caractéristique qui dépend de l'angle de Hall ψ et de la largeur du barreau. 52

Figure 16 Simulation Comsol de l'effet Hall. La forme des coefficients utilisés est celle du modèle de Drude donné au chapitre précédent. Les bords colorés représentent les conditions aux bords. Les lignes noires sont les lignes de courant dans le matériau et les lignes rouges sont les équipotentielles. 53

Figure 17 Simulation Comsol de l'effet Hall en géométrie Corbino. La forme des coefficients utilisés est celle du modèle de Drude donné au chapitre précédent. Les bords colorés représentent les conditions aux bords. Les lignes noirs sont les lignes de courant dans le matériau et les lignes rouges sont les équipotentielles. On représente l'angle ψ des coordonnées polaire utilisée pour intégrer la composante radial du courant sur le bord extérieur. 54

Figure 18 $(R - R0)/R0$ avec $R0 = \rho 02\pi \ln(rext/rint)$ en fonction de la composante hors du plan de l'aimantation pour $\Delta\rho/2\rho 0 = 0{,}1\%$ et trois valeurs différentes de $\rho AH2/\rho 02$ égales à 0,01% (noire), 0,1% (rouge) et 1% (bleue).. 59

Figure 19 (gauche) Schéma de la mesure utilisée pour mesurer les coefficients Seebeck de nos couches minces. (droite) Mesure de la tension au cours du temps pour une linge de permalloy. En t=0 le bas de l'échantillon est plongé dans le bain d'eau glacé. A cet instant la différence de température est égale à la différence entre la température du bain et la température extérieure donc $\Delta T = 17 - 1{,}4 = 15{,}6K$. Cette différence de température correspond à une différence de tension ΔV représentée sur le graphique. Le coefficient Seebeck est alors :$S = \Delta V/\Delta T$. Dans le cas présent, le coefficient est négatif. 78

Figure 20 Schéma de la mesure thermoélectrique transverse dans le cas des échantillons de permalloy. 79

Figure 21 Tension mesurée avec un nano-voltmètre sur un échantillon d'InSb. Les carrés noirs sont les données expérimentales et la courbe rouge est ajustée d'après la formule donnée par l'équation 151 80

Figure 22 Schéma du dispositif expérimental utilisé pour les mesures de résonance ferromagnétique avec une modulation de champ. 82

Figure 23 Structure simplifiée du programme composé d'une seule boucle principale (le champ dans le cas présent)..... 83

Figure 24 Tableau de contrôle du champ magnétique et cluster « windowing ». 84

Figure 25 Le cluster « Loop state » permet de connaitre l'avancement du programme 84

Figure 26 Cluster de contrôle de l'amplificateur opérationnel 85

Figure 27 Le volet modulation permettant d'utiliser une modulation de fréquence. Pour cela la sortie de l'amplificateur à détection synchrone doit être banchée à la source radiofréquence sur l'entrée correspondant au type de modulation choisit. 85

Figure 28 Schéma des échantillons utilisés pour les mesures sur permalloy (repris de (Pham, 2014)). La ligne verte est la ligne de permalloy tandis que les lignes bleues sont les électrodes de bismuth, platine ou cuivre..... 89

Figure 29 Mesure de magnétorésistance anisotrope. Le champ est appliqué perpendiculairement à l'échantillon. Les données expérimentales sont les carrés noirs et la ligne grise est un ajustement réalisé avec le programme de calcul des états d'aimantation présenté dans la partie théorique. Les états d'aimantation sont alors injectés dans l'équation 152. Les paramètres magnétiques sont ceux présentés dans la partie théorique. Le paramètre$\Delta R/R0$est pris égal à 1,8%. Le champ est appliqué selon un angle $\theta_H = 5°$ et $\varphi_H = 0°$. 91

Figure 30 Mesure de la tension mesurée en configuration Hall en fonction de l'amplitude du champ magnétique appliqué pour un courant de 1mA. Les courbes bleue, noire et rouges sont obtenues en appliquant le champ magnétique avec un angle hors plan θH respectivement de 30, 90 et 150 degré et un angle dans le plan φH de 0 degré. Les points sont les données expérimentale tandis que les lignes ont été obtenues par calcul des états d'aimantations de la couche ferromagnétique et en utilisant l'équation de transport. 93

Figure 31 (a) Dépendance en fréquence de la tension thermoélectrique à la fréquence 2f mesurée à champ nul (noir) et un ajustement exponentiel (gris) avec un champ hors du plan de 1T (bleu) et un champ hors du plan de -1T (rouge) et (b) mesure de la dépendance en fréquence de la différence de tension à la fréquence 2f mesurée entre un champ de 1T et un champ de -1T appliqué

perpendiculairement au plan de l'échantillon. Cette différence de tension $\delta(\Delta Vy)$ est schématisée sur la figure (a). 95

Figure 32 Rappel de la définition des angles et de la géométrie de la mesure. ... 96

Figure 33 Comparatif de la tension mesurée sur l'électrode de (a) platine 50nm, (b) cuivre 20nm et c) Bismuth 200nm en fonction de l'angle du champ magnétique pour un champ de 1T. Afin de rendre les amplitudes comparables, nous avons normalisé la tension mesurée par la puissance injectée et l'effet de court-circuit de l'électrode (Pham, 2014). La courbe gris clair est un ajustement obtenu correspondant à $\cos\theta$, avec θ l'angle hors du plan de l'aimantation obtenu grâce au programme Scilab présenté dans la partie théorique. La courbe gris foncé correspond à $\cos\theta_H$. 97

Figure 34 Mesure de la tension thermoélectrique transverse normalisée par la puissance injectée, sur un échantillon où la ligne de permalloy a été remplacée par une ligne de bismuth. Les hexagones rouges sont les données expérimentale et la ligne grise correspond à l'ajustement de $\cos\theta_H$ 98

Figure 35 Comparatif de la tension mesurée sur l'électrode de (a) platine 50nm, (b) cuivre 20nm et c) Bismuth 200nm en fonction de l'angle du champ magnétique pour un champ de 1T. Afin de rendre les amplitudes comparables, nous avons normalisé la tension mesurée par la puissance injectée et l'effet de court-circuit de l'électrode (Pham, 2014). La courbe gris foncé est un ajustement à $\sin 2\varphi$ pour platine et cuivre et à $\sin(\varphi_H)$ pour le bismuth 99

Figure 36 Le plan vert représente le plan xy qui est le plan de l'échantillon. Le champ magnétique est appliqué dans le plan rouge qui fait un angle α avec le plan de l'échantillon. C'est cet angle qui est contrôlé dans l'expérience. 100

Figure 37 Comparatif de la tension mesurée sur l'électrode de (a) platine 50nm, (b) cuivre 20nm et c) Bismuth 200nm en fonction de l'angle du champ magnétique pour un champ de 1T, corrigé de l'effet Nernst normal de l'électrode de bismuth causée par un défaut d'alignement. Afin de rendre les amplitudes comparables, nous avons normalisé la tension mesurée par la puissance injectée et l'effet de court-circuit de l'électrode (Pham, 2014) La courbe gris foncé est un ajustement à $\sin 2\varphi$ pour platine, le cuivre et le bismuth..... 100

Figure 38 Schéma d'un échantillon avec des électrodes discontinues. Le noir représente le permalloy, le gris représente le platine et le jaune la couche d'or. Une électrode d'or a été déposée pour le chauffage sur une des électrodes discontinues qui ne touche pas le permalloy. La tension est mesurée aux bornes de l'électrode discontinue de platine. 101

Figure 39 Tension thermoélectrique à la fréquence 2f (gauche) et continue (droite) non normalisée par la puissance injectée en fonction de l'angle hors du plan du champ magnétique. Les courbes n'ont pas été recentrées en zéro comme dans les

points précédent d'où le changement de notation de l'axe des ordonnées. Il s'agit de la mesure sans correction. 102

Figure 40 Tension thermoélectrique transverse sur un échantillon de permalloy mesurée aux bornes d'une électrode discontinue en fonction de (gauche) l'angle hors du plan du champ magnétique et (droite) de l'angle dans le plan du champ magnétique. Les lignes grises sont les ajustements correspondant à (gauche) $\cos\theta$, ou θ a été obtenue en fonction de θH à l'aide du code permettant de calculer les états d'aimantation de la couche et (droite) $\sin 2\varphi$ avec $\varphi = \varphi_H$..... 103

Figure 41 Schéma des échantillons de GGG/YIG et de GGG. L'électrode de chauffage est en or. L'électrode de mesure est en platine. La distance entre les deux électrodes est de $50\mu m$. 104

Figure 42 Tension thermoélectrique transverse normalisée par la puissance injectée en fonction de (gauche) l'angle hors du plan du champ magnétique et (droite) du champ magnétique appliqué le long de z, c'est-à-dire $\theta_H = 0°$. Les lignes grises correspondent à un ajustement de $\cos\theta_H$ (gauche) et un ajustement linéaire (droite). L'échantillon est composé d'une couche mince de YIG et la tension mesurée aux bornes d'une électrode de platine déposé à 50 µm de l'électrode d'or permettant de chauffer. 105

Figure 43 Mesure identique à celle de la Figure 42 mesurée sur un échantillon ou l'électrode de platine et de chauffage sont déposées directement sur GGG. Il n'y a pas de couche mince ferromagnétique sur cet échantillon. 106

Figure 44 Mesure identique à celle de la Figure 42. Cette fois l'échantillon est un échantillon composé uniquement de platine déposé sur un substrat de verre dans une géométrie identique aux échantillons de permalloy. 107

Figure 45 Photo prise au microscope optique de l'échantillon. Les contacts 1 à 6 sont utilisés pour faire des mesures de magnétorésistance, d'effet Hall et d'effet Nernst. En configuration Hall, Un courant électrique circule entre les contacts 1 et 2 et la tension est mesurée entre les contacts 5 et 6. En configuration Nernst, un courant électrique alternatif est appliqué entre les contacts 1 et 2 tandis que la tension est mesurée entre les contacts 3 et 4. Le schéma représente la direction des courants et du champ magnétique appliqué en configuration Nernst. 108

Figure 46 Résistance mesurée entre les contacts 1 et 2 en fonction du champ magnétique appliqué perpendiculairement au plan de la couche. On voit que la résistance à champ fort a presque doublée. 109

Figure 47 Résistance de Hall en fonction du champ magnétique appliqué. On observe des non-linéarités dès 250mT. Les carrés noirs sont les données expérimentales et la courbe rouge et le meilleur ajustement d'après l'équation 161 110

Figure 48 Donnée brute telle que donnée par le programme. Le champ magnétique a été balayé entre -1T et 1T puis de 1T à -1T. Tension à la fréquence 2f (gauche)

et continue (droite) mesurée entre les contacts 3 et 4 pour $Vpp = 10V$ en fonction du champ magnétique appliqué perpendiculairement à l'échantillon 111

Figure 49 Même données pour la tension à la fréquence $2f$ que dans la Figure 48 après correction et moyennage. Les données ont été translatées de telle sorte que la tension soit nulle à champ nul puis le signe de la tension a été changé pour les champs positifs..... 112

Figure 50 Amplitude du signal $U = U_{2f}^{corr}(-1T) - U_{2f}^{corr}(1T)$ en fonction de la puissance injectée. Les carrés noirs sont les données expérimentales tandis que la ligne rouge est un ajustement linéaire passant par 0..... 113

Figure 51 Tension à la fréquence 2f divisée par la puissance injectée P_0 au niveau de l'électrode en fonction de la composante en dehors du plan du champ magnétique pour différentes orientations. La courbe rouge est un ajustement avec un polynôme du même type que pour l'effet Hall (Equation 161)..... 114

Figure 52 Schéma des échantillons utilisés pour mesurer la chaleur dégagée par le permalloy sous condition de résonance. L'unité est le μm. Le thermocouple utilisé dans un premier temps est composé de bismuth et d'or. L'or servant aussi à fabriquer les contacts. Trois variantes de l'échantillon ont été conçues avec 1, 40 et 60 lignes de bismuth. Ces thermocouples en séries ont pour but d'améliorer la sensitivité de la mesure. 116

Figure 53 Courbe de résonance pour une fréquence de 6 GHz, une puissance de 10 dBm et une fréquence de modulation de 703Hz. Les carrés noirs sont les données expérimentales et la ligne grise est l'ajustement à la dérivée d'une courbe Lorentzienne (équation 162)..... 117

Figure 54 (gauche) Fréquence en fonction du champ de résonance. Les carrés noirs sont les points expérimentaux et la ligne grise est l'ajustement à la formule de Kittel. On extrait une aimantation par unité de volume de $8{,}1\ 105\ A/m$. (droite) Bande passante en fonction de la fréquence. Les carrés noirs sont les données expérimentales et la ligne grise est un ajustement linéaire. On amortissement de $1{,}1\ 10-2$ est obtenue ainsi qu'une bande passante inhomogène de $2{,}5\ 10-4\ T$. 117

Figure 55 Tension mesurée directement sur la ligne de permalloy pour une puissance de 10 dBm et une fréquence de 6GHz. En noir les données correspondent à des contacts perpendiculaires au champ magnétique appliqué et en rouge à des contacts parallèles au champ magnétique appliqué. 118

Figure 56 Tension mesurée aux bornes d'un thermocouple composé de 40 thermocouples en série. Le niveau de tension négative correspond à la tension mesurée en l'absence de chauffage. Le niveau de tension positif correspond à la tension mesurée pour une puissance de chauffage de 250mW. Le bruit est de l'ordre du dixième de millivolts..... 119

Figure 57 Géométrie de la mesure en géométrie barreau. Le courant électrique continu est appliqué entre les contacts I + et I −, la tension est mesurée à l'aide d'un voltmètre entre V + et V − pour obtenir la résistivité longitudinale ρxx et entre VH + et VH − pour obtenir la résistivité transverse ρxy. La distance entre les contacts V + et V − est de 5mm et la largeur du barreau est de 0,9mm. Le champ magnétique est appliqué hors du plan de l'échantillon. 121

Figure 58 Schéma des échantillons utilisés en géométrie Corbino et de la position des contacts. Le diamètre des disques est de 6mm Le jaune correspond au contact en or et l'orange est du permalloy, du CoGd, du CoTb ou du platine. Le champ magnétique est appliqué perpendiculairement au disque. 122

Figure 59 Magnétorésistance de Corbino $\frac{\Delta R}{R} = \frac{R(B)-R(B=0)}{R(B=0)}$. en fonction du champ magnétique appliqué en dehors du plan. Les carrés noirs sont les mesures expérimentales et la ligne grise a été obtenue à l'aide de la formule 171 ou mzB a été obtenu par le programme Scilab de minimisation de l'énergie ferromagnétique en fonction du champ magnétique et le coefficient $\Delta\rho/\rho 0$ est la magnétorésistance anisotrope mesurée en géométrie barreau. La courbe obtenue a été translatée. 124

Figure 60 Mesure de résistivité (gauche) et de résistivité en fonction du champ magnétique appliqué pour un champ magnétique hors du plan. 125

Figure 61 Résistivité longitudinale (gauche) et transverse (droite) en fonction du champ magnétique appliqué hors du plan après symétrisation et anti-symétrisation respectivement. On obtient une magnétorésistance anisotrope $\Delta\rho/\rho 0$ de 8,8 10 − 5 et une résistivité de Hall anomale de $2\mu\Omega.\,\mathrm{cm}$ pour un champ magnétique de 1T. 126

Figure 62 Magnétorésistance en géométrie Corbino en fonction du champ magnétique appliqué. Les carrés noirs sont les résultats expérimentaux tandis que celle avec des carrés rouge est obtenue avec la formule simplifiée $\frac{\Delta\rho}{\rho} = \left(\frac{\rho_{xy}(B)}{\rho_0}\right)^2$ en prenant les valeurs obtenues en géométrie barreau. 127

Figure 63 Résistivité longitudinale (gauche) et transverse (droite) en fonction du champ magnétique appliqué hors du plan de l'échantillon. 129

Figure 64 Résistivité transverse après recentrage de la courbe en zéro. On obtient une résistivité de Hall anomale de $2\mu\Omega.\,\mathrm{cm}$. 129

Figure 65 Magnétorésistance ΔRR comme définie au paragraphe précédent en fonction du champ magnétique appliqué 130

Figure 66 Les points noires représentent la mesure de résistance en fonction du numéro de la mesure. Les points rouges représentent la résistance en fonction du champ magnétique. 131

Figure 67 Mesure en géométrie barreau de la résistivité (gauche) et de la résistivité de Hall (droite) après anti-symétrisation. 132

Figure 68 Schéma d’un générateur réel. V est la tension du générateur idéal, Rg la résistance interne et DUT est le dispositif (« Device Under Test ») 150

Chapitre 6 Annexes

6.1 Simulation numérique 148

6.2 Mode « 50 ohm » et High-Z..... 150

6.3 Programme Arduino de contrôle du moteur pas à pas. 151

6.1 Simulation numérique

Le programme ci-dessous permet d'obtenir les composantes de l'aimantation en fonction de l'amplitude du champ magnétique pour une orientation donnée. Il est écrit en Scilab.

```
clear

//vecteur à minimiser : Mparam=theta phi
//varargin=[H,ThetaH,PhiH,K,Phiu,Ms]
//fonction énergie avec en premier argument ce sur quoi porte la minimisation et en deuxième
argument les paramètre extérieur
function [E]=Energie(Mparam, varargin)

   M=[cos(Mparam(2))*sin(Mparam(1)),sin(Mparam(2))*sin(Mparam(1)),cos(Mparam(1))];

H=varargin(1)(1)*[cos(varargin(1)(3))*sin(varargin(1)(2)),sin(varargin(1)(3))*sin(varargin(1)(2
)),cos(varargin(1)(2))]
   Ez=-M*H'
   Ed=0.5*varargin(1)(6)*M(3)^2
   Ean=-0.5*varargin(1)(4)*cos(Mparam(2)-varargin(1)(5))^2
   E=Ez+Ed+Ean

endfunction

//Definition des paramètres
k=1
PhiH=0
K=0.0005
Ms=1
PhiU=140*%pi/180
Mparam0=[%pi/2,0]
M=[]
ThetaH=%pi/2

//Initialisation d'un compteur
k=1

//balayage en champ positif
   for H=-5:0.1:5
      //Minimisation
      [Eopt,Mparamopt,gopt]=optim(list(NDcost,Energie,[H ThetaH PhiH K PhiU Ms]),Mparam0)
      //Met à jour la position de l'aimantation pour réutilisation en parametre initial à
      //l'étape suivante
      Mparam0=[Mparamopt(1),Mparamopt(2)]
      //stockage des Parametre

M(k,:)=[H,cos(Mparamopt(2))*sin(Mparamopt(1)),sin(Mparamopt(2))*sin(Mparamopt(1)),cos(Mpa
ramopt(1))];
      //Incrément du compteur
      k=k+1
   end
      for H=5:-0.1:-5
      [Eopt,Mparamopt,gopt]=optim(list(NDcost,Energie,[H ThetaH PhiH K PhiU Ms]),Mparam0)
      Mparam0=[Mparamopt(1),Mparamopt(2)]
```

```
M(k,:)=[H,cos(Mparamopt(2))*sin(Mparamopt(1)),sin(Mparamopt(2))*sin(Mparamopt(1)),cos(Mpa
ramopt(1))];
        k=k+1
    end

//pop une fenetre pour decider dans quel dossier enregistrer
Dir=uigetdir()
//Creer un nom de fichier avec les parametres de simulation
Filename=Dir+'/PhiH='+string(PhiH)+',K='+string(K)+',Ms='+string(Ms)+',PhiU='+string(PhiU)+',T
hetaH='+string(ThetaH)+'.txt'
//enregistre le fichier
fprintfMat(Filename,M)
```

6.2 Mode « 50 ohm » et High-Z

Le générateur basse fréquence DS340 de Stanford research Systems possède deux modes. Il est extrêmement important de faire attention à l'utilisation de ces deux modes dans la mesure où leur mauvaise utilisation peut donner une erreur d'un facteur deux sur la tension de la source.

Comme leurs noms peuvent le laisser penser le mode « 50 ohm » a été pensé pour être utilisé avec une résistance de sortie de 50 ohm et le mode « High-Z » pour une résistance infini (c'est-à-dire très grande devant la résistance interne du générateur).

Rappelons le schéma d'un générateur réel en régime continu (Figure 68). R_g est la résistance interne du générateur. Elle est généralement de 50Ω. V est la tension fournie par le générateur s'il s'agissait d'un générateur idéal (résistance interne nulle). La tension aux bornes du dispositif de résistance R est alors égale à $V\frac{R}{R+R_g}$.

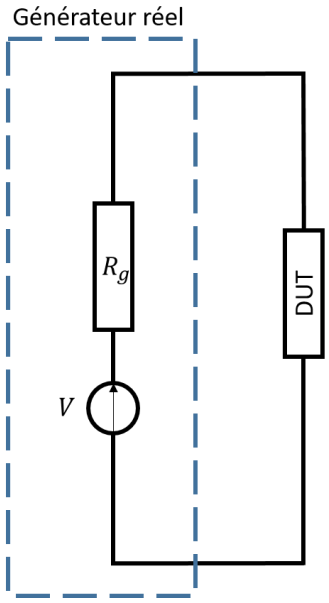


Figure 68 Schéma d'un générateur réel. V est la tension du générateur idéal, R_g *la résistance interne et DUT est le dispositif (« Device Under Test »)*

Supposons que la résistance du dispositif mesuré est de 50 ohms. Généralement la consigne envoyée au générateur correspond à la tension V qui est également celle si la résistance de sortie est infinie. C'est le mode « high-Z ». Alors la tension aux bornes du dispositif de 50 ohms est V/2. Le mode « 50 ohm » a été pensé pour corriger ce problème. En mode « 50 ohms » la tension fournie par le générateur idéale est le double de celle en « high-Z » pour compenser la chute de potentiel dans l'instrument, de telle sorte que la tension demandée en « high-Z » est effectivement celle aux bornes du dispositif quand celui-ci a une résistance de 50 ohms.

6.3 Programme Arduino de contrôle du moteur pas à pas.

Le programme ci-dessous permet de contrôler le moteur pas-à pas ajouté sur le dispositif expérimental avec l'aide de Serge Boiziau. Il permet de passer un entier correspondant au nombre de pas à effectuer part le port USB du microcontroleur (qui est émulé en un port série). Une fois sa tache terminée le microcontrôleur renvoie le nombre de pas qu'il a effectué. Ceci a permis d'écrire des pilotes Labview utilisant VISA pour contrôler le moteur.

```
int inA1 = 2;                    // input 1 of the stepper
int inA2 = 3;                    // input 2 of the stepper
int inB1 = 4;                    // input 3 of the stepper
int inB2 = 5;                    // input 4 of the stepper

int stepDelay = 10;                  // Delai en ms entre 2 pas
int Cstep=0;
int Val = 0;
int NbStep=0;

void setup() {
//ouverture d'une connectivité série
  Serial.begin(9600);
// description des états logiques des 4 pattes
  pinMode(inA1, OUTPUT);
  pinMode(inA2, OUTPUT);
  pinMode(inB1, OUTPUT);
  pinMode(inB2, OUTPUT);
}
void step1() {                   // états logiques des 4 pattes pour l'étape 1
```

```
  digitalWrite(inA1, LOW);
  digitalWrite(inA2, HIGH);
  digitalWrite(inB1, HIGH);
  digitalWrite(inB2, LOW);
    delay(stepDelay);
}
void step2() {                    // états logiques des 4 pattes pour l'étape 2
  digitalWrite(inA1, LOW);
  digitalWrite(inA2, HIGH);
  digitalWrite(inB1, LOW);
  digitalWrite(inB2, HIGH);
    delay(stepDelay);
}
void step3() {                    // états logiques des 4 pattes pour l'étape 3
  digitalWrite(inA1, HIGH);
  digitalWrite(inA2, LOW);
  digitalWrite(inB1, LOW);
  digitalWrite(inB2, HIGH);
    delay(stepDelay);
}
void step4() {                    // états logiques des 4 pattes pour l'étape 4
  digitalWrite(inA1, HIGH);
  digitalWrite(inA2, LOW);
  digitalWrite(inB1, HIGH);
  digitalWrite(inB2, LOW);
    delay(stepDelay);
}
void stopMotor() {                    // états logiques des 4 pattes pour l'arrêt
du moteur
  digitalWrite(inA1, LOW);
```

```
  digitalWrite(inA2, LOW);
  digitalWrite(inB1, LOW);
  digitalWrite(inB2, LOW);
}

void OneStep(int s){
  switch(s){
    case 0 : {
    step1();
    break;
      }
    case 1 : {
      step2();
      break;
      }
    case 2 : {
      step3();
      break;
      }
    case 3 : {
      step4();
      break;
      }
    }
  }
void loop() {
  NbStep=Serial.parseInt();
  if(NbStep<0){
    for(int i=0;i<-NbStep;i++){
```

```
    OneStep(Cstep);
    Cstep=(Cstep+1)%4;
    }
      Serial.print(NbStep);
  }
  else if (NbStep>0){
    for(int i=0;i<NbStep;i++){
    OneStep(Cstep);
    Cstep=(Cstep+3)%4;
    }
      Serial.print(NbStep);
  }
  else{
    stopMotor();
    Serial.print(NbStep);}

}
```

Title : Etude des effets magneto-transverses dans les matériaux ferromagnétiques : effets Righi-Leduc planaire et anomal et géométrie Corbino

Keywords : Transport Anisotrope, Spintronique, Effet Hall, Effet Righi-Leduc, Corbino

Résumé : Au cours de cette thèse nous nous sommes intéressés à différentes propriétés de transport électrique, thermique et thermoélectrique. En particulier, nous avons mis en évidence les effets Righi-Leduc anomal et planaire qui sont les équivalents thermiques des effets Hall anomal et planaire. Ces effets doivent impérativement être considérés dans l'interprétation des mesures d'effet Seebeck de Spin.
Nous avons mis à profit les techniques développées dans le cadre de cette étude pour étudier l'effet Nernst dans InSb. Nous avons utilsé un modèle de distribution de porteur pour expliquer les non-linéarités de celui-ci à des champs magnétiques proches de 1T.
Nous avons construit une expérience de résonance ferromagnétique dont le but sera d'étudier les implications des effets thermique et thermoélectrique dans les expérience de pompage de spin.
Enfin, nous nous sommes intéréssés au transport électrique en géométrie Corbino. La géométrie Corbino est celle d'un disque dans laquelle il n'existe aucun bord libre ou des charges peuvent s'accumuler. Cela se traduit par l'apparition d'un courant de Hall ortho-radial dont la conséquence est l'augmentation de la résistance du disque. Nous avons mis en évidence une augmentation de résistance en géométrie Corbino dans CoGd et CoTb dont l'origine est l'effet Hall anomale. Bien que cet effet ne soit pas dissipatif, il a donné naissance à un courant dissipatif transverse. Nous avons également vu que cet effet entre en compétition avec la magnétorésistance anisotrope dans le permalloy.
Du fait de la similitude entre l'effet Hall anomal et l'effet Hall de spin, on s'attend dans le platine à l'existence d'un fort courant de spin orthoradial sans possibilités d'accumulations dont la mise en évidence expérimentale fera l'objet de travaux futurs.

Title : Study of magneto-transverse effects in ferromagnetic material :Anomalous and planar Righi-Leduc and Corbino geometry.

Keywords : Anisotropic transport, spintronics, Hall effect, Righi-Leduc effect, Corbino

Abstract: During this PhD we studied different electric, thermal and thermoelectric properties. For instance, we characterized the anomalous and planar Righi-Leduc effects which are the thermal equivalent of the anomalous and planar Hall effects. These effect have to be taken into account when interpreting spin Seebeck measurements.
We used the technics that we developped during this study to look at the Nernst effect in InSb. We developped, a carrier mobility distribution model to explain its non-linearity at fields around 1T.
We built a ferromagnetic resonance experiment in order to study the impact of thermal and thermoelectric properties in spin pumping effect.
Lastly, we studied electric transport in the Corbino geometry. Corbino geometry is the one of a disc where there are no free boundaries where electric charges can accumulate. This causes the apparition of an orthoradial Hall current which consequence is the increase of resistance of the disc.
We showed an increase of resistance in the Corbino geometry in CoGd and CoTb originating from anomalous Hall effect. Despite the anomalous Hall effect does not dissipate, it produces an orthoradial current which dissipates. We also found in permalloy that this increase of resistance is counterbalanced by a decrease of resistance due to the anisotropic magnetoresistance.
The similarity between anomalous Hall effect and spin Hall effect which share a common microscopic origin implies that we expect in platinum the apparition of an orthoradial spin current without possibility for the charges to accumulateition. This current should dissipate just the way it does for the anomalous Hall effect.
The study of this spin current will be the topic of a futur study.