

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA
RECHERCHE SCIENTIFIQUE

UNIVERSITE ABDELHAMID IBN BADIS-MOSTAGANEM
FACULTE DES SCIENCES EXACTES ET INFORMATIQUE

Département de PHYSIQUE

Domaine : Sciences de la Matière

MEMOIRE

Présenté par

MENAD Abdelkader

Pour l'obtention

DU DIPLOME DE MASTER

Spécialité : **PHYSIQUE**

Option : Modélisation et caractérisation des matériaux

Intitulé :

Etude théorique de la détection d'une bille magnétique par un capteur à effet Hall planaire.

Soutenu le : 27/05/2015

Devant le jury composé de :

M ^r A. BOUKRA	M. C	Université de Mostaganem	Encadreur
M ^r K. SENOUCI	Pr	Université de Mostaganem	Président
M ^r A. BELHOUARI	M. C	Université de Mostaganem	Examineur

—*Remerciements*—

Quel que soit la compétence d'un étudiant, il ne peut jamais réaliser une recherche scientifique sans l'interaction avec de nombreuses personnes lui apportant chacune ses compétences et ses idées. Dans les quelques lignes qui vont suivre, j'aimerais remercier les personnes qui ont participé de près ou de loin à ma formation et à la réalisation de ce travail.

Je tiens tout d'abord à remercier Monsieur A. BOUKRA d'avoir accepté d'être directeur de ce mémoire, son encadrement m'a apporté de nombreuses connaissances sur le plan scientifique. Je suis reconnaissant de m'avoir initié à la recherche et aidé à la rédaction de ce manuscrit.

Je remercie le Professeur K. SENOUCI pour l'honneur qu'il me fait en acceptant d'évaluer ce travail et de présider le jury.

Je suis très reconnaissant au Professeur A. BELHOUARI d'avoir accepté de jurer ce travail, de m'avoir enseigné durant ma graduation et plus particulièrement pour son soutien moral, ses encouragements et ses conseils précieux.

Ma plus grande reconnaissance s'adresse à mes parents, à mon frère Abdallah et à ma sœur Awatif-Takoi.

En fin, j'aurai une pensée pour tous ceux, enseignants et étudiants, qui ont croisé mon chemin durant ma formation en graduation à l'université de Mostaganem et en particulier Messieurs M. Bouattou et Z. Dahmani.

Menad Abdelkader.

Table des matières

INTRODUCTION GENERALE	1
I. THEORIE DES CAPTEURS A EFFET HALL	3
1.1 Introduction	3
1.2 Magnéto-résistance	3
1.2.1 Magnéto-résistance géante	4
1.2.2 Magnéto-résistance Anisotropique (<i>AMR</i>)	6
1.3 Capteurs à effet Hall :	7
1.3.1 Effet Hall :	7
1.3.2 Effet Hall planaire	9
II. ETUDE THEORIQUE DU CHAMP DIPOLAIRE INDUIT PAR UNE BILLE MAGNETIQUE	15
2.1 Introduction	15
2.2 Interaction bille-bille	16
2.3 Etude analytique du signal d'une bille	17
2.4 Capteur de forme quadratique	18
2.4.1 Bille positionnée au centre	18
2.4.2 Bille positionnée en (x', y', z_0)	20
2.5 Paramètres influençant H_x :	23
2.5.1 Influence de l'épaisseur de la couche de passivation	23
2.5.2 Influence de la taille de la bille	24

2.5.3	Influence de la taille du capteur	25
2.6	Profiles du champ et de la tension :	28
2.6.1	Profile du champ dipolaire	28
2.6.2	Calcul de la tension mesurée	32
2.7	Variation de la tension mesurée en fonction de la taille des billes .	35
2.7.1	Variation de R_{limite} en fonction de la taille du capteur : . .	36
	CONCLUSION GENERALE	39

Intoduction Générale

Au cours des dernières années plusieurs capteurs magnétiques ont été développés. Il existe une grande variété de capteurs basés sur le principe magnétique, le plus courant est le capteur à effet Hall, un effet connu depuis plus d'un siècle et très largement utilisé aujourd'hui.

Les capteurs de champ magnétique existants utilisés pour la détection de biomatériau par marquage magnétique sont des capteurs GMR, capteurs à vanne de spin, capteurs à effet Hall et capteurs à effet Hall planaires, ils sont utilisés en tant que biocapteurs ou pour détecter des billes magnétiques.

La Magnétorésistance géante (GMR) a été découverte en 1988 par Baibich et al. [1]. L'effet GMR a été rapidement exploité, d'abord comme capteur de champ magnétique en 1994 [2] ensuite par l'industrie du disque pour améliorer la sensibilité des têtes de lecture des disques durs (IBM 1997). Plus tard, des capteurs GMR de tailles nanométriques ont été fabriqués et caractérisés [3].

Il existe aussi les capteurs magnétorésistifs, le plus souvent, sont des capteurs de type AMR (agnétorésistance anisotrope), leur principe est basé sur la variation de la résistance électrique d'un matériau magnétique en fonction de l'angle entre son aimantation et la direction du courant dans le plan. Ces capteurs offrent une sensibilité élevée, ils ont montré leur efficacité et leur fiabilité dans la détection magnétique dans des différents domaines, notamment dans la biodétection.

Les capteurs à vanne de spin ont été utilisés comme biocapteurs pour la détection et la manipulation d'une bille magnétiques de $2 \mu\text{m}$ [4]. Des billes revêtues de streptavidine ont été liés à une surface de détection faite de biotine et détectées par le capteur à vanne de spin [5] [6], ce type de capteur est aussi utilisé pour la détection de l'hybridation de l'ADN [7]. En outre, la détection de la bille unique de $2,8 \mu\text{m}$ avec des capteurs à vanne de spin a été effectuée par Li et al. [8]. En 2002 Besse et al. [9] ont inventé un capteur à effet Hall de silicium miniaturisé capable de détecter une bille unique de diamètre $2,8 \mu\text{m}$. Pour ce faire, ils magnétisent la bille avec un champ externe constant, la détection de la bille par l'intermédiaire

de la susceptibilité apparente a été un succès. Le capteur InAs de Hall à puits quantiques a été également prouvé capable de détecter une seule bille [10], cette fois de diamètre $1,2 \mu\text{m}$.

Enfin le capteur à effet Hall planaire, ce capteur est basé sur l'effet Hall planaire des matériaux ferromagnétiques. Ce type de capteur produit un signal linéaire en réponse à un champ magnétique appliqué dans une certaine plage de champ, la sensibilité d'un tel capteur est très élevée.

Dans un avenir proche, les dispositifs de détection médicaux miniaturisés en temps réels (lab-on-chip) seront au centre de la révolution des méthodes de diagnostics médicaux et d'identification des processus biologiques [11].

Le premier biocapteur a été inventé en 1953 par Leland Clark pour mesurer le taux d'oxygène dans le sang [12]. Les biocapteurs sont utilisés aujourd'hui dans plusieurs domaines, tels que la recherche, la médecine, le diagnostic clinique, l'agroalimentaire ou le contrôle de qualité de notre environnement et la surveillance des rejets industriels ou domestiques [11].

Chapitre I

THÉORIE DES CAPTEURS À EFFET HALLTHÉORIE DES CAPTEURS À EFFET HALL

1.1 Introduction

L'électronique consiste à utiliser des charges électriques pour capter, transmettre et exploiter de l'information. Dans les semi-conducteurs, ces charges sont les électrons et les trous. Or ils portent, en plus de leur charge, un moment magnétique intrinsèque, le spin. L'électronique de spin (ou spintronique) se propose d'utiliser cette propriété supplémentaire afin de faire interagir le champ électrique, le champ magnétique, le courant et la polarisation, par exemple en contrôlant le courant non plus avec un champ électrique, mais avec un champ magnétique. Cela permet d'imaginer des dispositifs plus performants, que ce soit au niveau des fonctions, de la rapidité ou de la consommation [13].

La spintronique est en effet à l'origine d'une révolution dans le monde de l'informatique. C'est ce qui permet aux têtes de lecture des disques durs actuels d'être aussi performantes. Ce dispositif utilise les propriétés de magnétorésistance géante de certains assemblages de matériaux [13].

1.2 Magnétorésistance

Le changement de la configuration magnétique d'un matériau modifie sa configuration électronique, puisque l'aimantation est directement liée à la dynamique de spin et au moment orbital du matériau. Par conséquent, on s'attend à un changement de la résistance électrique du matériau en réponse à un champ magnétique appliqué, ces effets sont appelés magnétorésistance.

Les Matériaux avec une grande magnéto-résistance ont trouvé leur utilisation en tant que capteurs magnétiques, en mémoire magnétique, et dans les disques durs à température ambiante.

1.2.1 Magnéto-résistance géante

L'effet de la magnéto-résistance géante (*GMR* pour Geant Magnetoresistance) a été découvert en 1988 par les équipes d'*Albert Fert* et de *Peter Grunberg* et qui leur a valu le prix Nobel en 2007. Une structure *GMR* consiste en un empilement de couches magnétique et non magnétique, le défi dans la construction d'un tel système est de réaliser une couche non magnétique (*NM*) suffisamment mince sans permettre une connexion ferromagnétique (*FM*) directe entre couches magnétiques.

Le couplage indirect entre couches magnétiques à travers une couche métallique non magnétique a pour conséquence d'orienter les aimantations de chacune des couches magnétiques dans des directions privilégiées les unes par rapport aux autres. Le couplage est dit antiferromagnétique lorsqu'il tend à orienter les aimantations à 180° les unes par rapport aux autres (alignement antiparallèle en champ nul), ferromagnétique lorsqu'il tend à les orienter dans le même sens (alignement parallèle).

En appliquant un champ suffisant, on peut orienter les aimantations des couches magnétiques dans le même sens.

En l'absence d'un champ appliqué (alignement antiparallèle), les électrons, qu'ils soient de spin \uparrow ou de spin \downarrow , sont alternativement faiblement et fortement diffusés lorsqu'ils traversent les couches magnétiques (figure 1.1).

Antiparallèle configuration

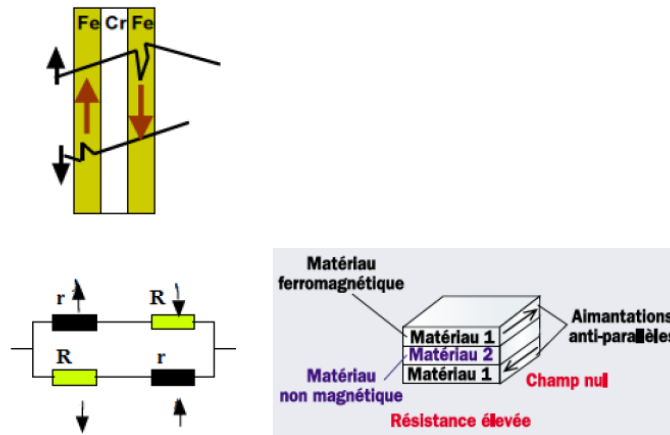


Figure 1.1 : Transport électronique en alignement antiparallèle [15].

La diffusion globale est donc la même pour les électrons de spin \uparrow ou de spin \downarrow . La résistance équivalente R_{ap} (relative à la configuration antiparallèle) obtenue en adoptant le modèle à deux courants et en faisant abstraction de l'effet de la couche non magnétique est donc égale à :

$$R_{ap} = \frac{r + R}{2} \quad (1.2.1)$$

Où r (respectivement R) est la résistance correspondant à un électron dont le spin est parallèle (respectivement antiparallèle) à l'aimantation locale de la couche considérée.

◦ Lorsque la couche est saturée (alignement parallèle), les électrons de spin \uparrow , parallèle aux aimantations locales des couches, sont peu diffusés par rapport aux électrons de spin \downarrow . Il y a donc court-circuit par les électrons de spin \uparrow (figure 1.2).

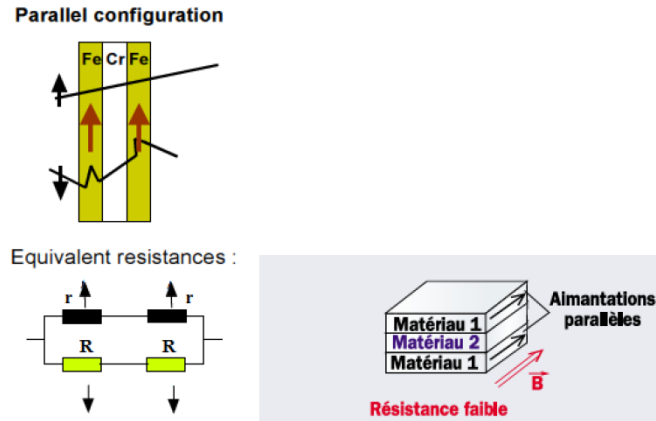


Figure 1.2 : Transport électronique en alignement parallèle [15].

La résistance R_p (correspondant à la configuration parallèle) s'écrit :

$$R_p = 2 \left(\frac{rR}{r + R} \right) \quad (1.2.2)$$

On définit la GMR par :

$$GMR = \frac{R_{ap} - R_p}{R_p} = \frac{r_{\uparrow} - R_{\downarrow}}{4r_{\uparrow}R_{\downarrow}} \quad (1.2.3)$$

1.2.2 Magnétoresistance Anisotropique (AMR)

Expérimentalement il a été montré que la résistivité ρ des matériaux magnétiques dépend de l'angle entre l'aimantation et la direction du courant. Cet effet est appelé magnétoresistance anisotrope (AMR). La variation de la résistance est liée à l'angle θ entre la magnétisation M du matériau, et la direction de facile aimantation par :

$$\rho(\theta) = \rho_{\parallel} + (\rho_{\perp} - \rho_{\parallel}) \cdot \sin^2(\theta) \quad (1.2.4)$$

Avec θ l'angle entre la magnétisation M et le courant I .

Les capteurs magnétoresistifs existent surtout en couche mince. Ils présentent une forte sensibilité et une faible consommation d'énergie. Ces capteurs sont fabriqués à partir de couche ferromagnétique qui présente une anisotropie magnétique

obtenue par l'exposition à un champ magnétique fort pendant la formation du cristal. Cette exposition à un champ magnétique, le type de réseau cristallin et la géométrie déterminent la direction de facile aimantation.

1.3 Capteurs à effet Hall :

1.3.1 Effet Hall :

On considère un barreau semiconducteur de type N non dégénéré et de dopage uniforme, le barreau a la forme d'une plaque infiniment longue figure (1.3). Un courant J circule sous l'effet d'un champ électrique extérieur E_e appliqué à la plaque [16].

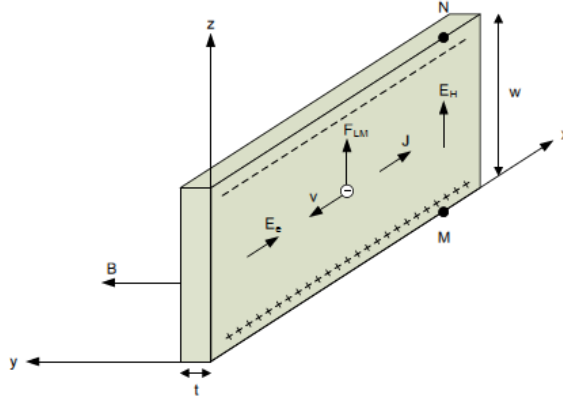


Figure 1.3 : Plaque à effet Hall infiniment longue[16].

L'expression de la force de Lorentz qui s'applique sur les porteurs, ici les électrons est donnée par :

$$F_L = -qE_e - q[v \times B] \quad (1.3.1)$$

Où q est la charge de l'électron, v la vitesse moyenne des électrons et B un champ magnétique appliqué. Lorsque les porteurs sont soumis à la seule force électrique, on a :

$$v = -\mu_n E_e \quad (1.3.2)$$

Avec μ_n : la mobilité des électrons. La densité de courant est alors donnée par :

$$J = -nqv = qn\mu_n E_e$$

Lorsque la plaque est plongée dans un champ magnétique B orienté perpendiculairement à J , la composante magnétique de la force de Lorentz provoque une accumulation d'électrons sur la face supérieure de la plaque créant un déficit d'électrons sur la face inférieure (voir figure 1.3). Ainsi un champ électrique E_H apparaît entre les faces supérieure et inférieure. Ce champ électrique compense la composante magnétique de la force de Lorentz et on a [16] :

$$-q[v \times B] = -qE_H = 0$$

En conséquence, la trajectoire des porteurs n'est pas déviée et le courant reste orienté selon l'axe x . Le champ E_H est appelé champ électrique de Hall, et vaut :

$$E_H = -[v \times B] \quad (1.3.3)$$

D'après (1.3.2). E_H se réécrit :

$$E_H = \mu_n [E_e \times B]$$

1.3.1.1 Tension de Hall V_H :

Considérons M et N deux points situés sur les faces supérieures et inférieures du barreau illustré dans la figure (1.3). Ces deux points ont le même potentiel lorsque $B = 0$. En présence d'un champ magnétique B , une tension s'établit entre ces deux points. C'est la tension de Hall, qui est l'intégrale du champ E_H prise entre les points M et N :

$$V_H = \int_M^N E_H dz \quad (1.3.4)$$

ainsi,

$$V_H = \mu_n E_e w = \frac{1}{qn} JBw = \frac{1}{qnt} IB$$

Où w et t représentent respectivement la largeur et l'épaisseur de la plaque.

C'est en plaçant deux contacts ohmiques aux points M et N que nous réalisons un capteur à effet Hall sensible au champ magnétique B orienté selon l'axe y , c'est-à-dire perpendiculaire aux lignes de courant polarisant le capteur. La sensibilité d'un tel capteur vaut alors [16] :

$$S = \frac{V_H}{B} = \frac{r_n I}{nqt} \quad (1.3.5)$$

Où r_n est le facteur de diffusion donné par $r_n = \frac{\langle \tau^2 \rangle}{\langle \tau \rangle^2}$ [16] avec τ le temps de libre parcours moyenne entre deux collisions.

Pour réaliser un capteur performant, il faut donc de préférence une plaque avec un dopage n faible et une épaisseur t très fine.

1.3.2 Effet Hall planaire

Le capteur de Hall planaire est basé sur l'effet Hall planaire de matériaux ferromagnétiques. La ressemblance avec l'effet Hall ordinaire est uniquement géométrique donc le nom est quelque peu trompeur. L'origine de l'effet Hall planaire est la diffusion anisotrope d'électrons transportés par le courant en raison du moment magnétique des atomes dans le réseau. D'autre part, l'effet Hall ordinaire est provoqué par l'interaction de la force de *Lorentz* entre les particules chargées se déplaçant dans un champ magnétique. L'effet Hall planaire donne naissance à un champ électrique induit dans le plan du capteur lorsque le matériau anisotrope est aimanté dans le même plan. D'où le nom planaire plutôt que le champ électrique perpendiculairement induit aux bornes d'un élément à effet Hall normale [17].

Un dessin de la géométrie plane de capteur à effet Hall est présentée dans la figure 1.4. H est au long de x .

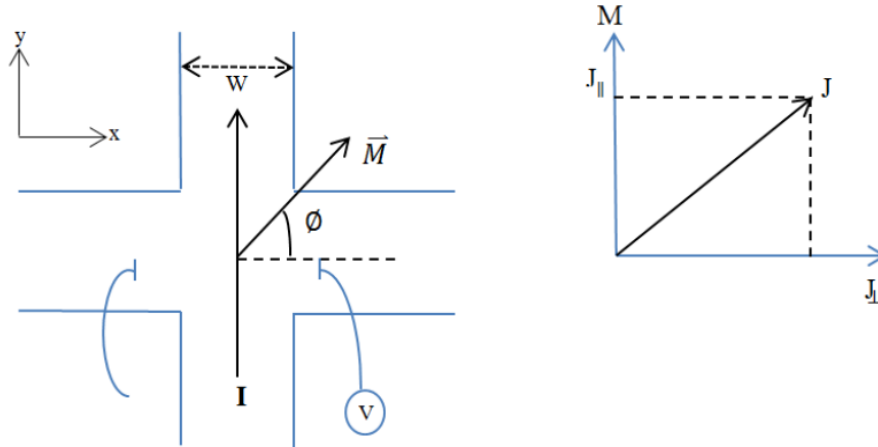


Figure 1.4 : Géométrie du capteur Hall planaire.

Le vecteur de magnétisation, M , fait un angle ϕ avec l'axe des x . M se situe dans le plan xy , le courant, I , est au long de y , et la tension, V , est mesurée le long de x . Le capteur a une largeur w et une épaisseur t . J présente deux composantes, une parallèle et une perpendiculaires par rapport à M .

La relation physique appropriée est la loi de l'Ohm :

$$E = \bar{\rho} \cdot I \quad (1.3.6)$$

Généralement, la résistivité $\bar{\rho}$ est un tenseur. Dans un matériau *AMR*, les résistivités suivantes sont rencontrées : ρ_H est la résistivité de Hall, ρ_{\parallel} et ρ_{\perp} sont les résistivités quand le vecteur magnétisation est parallèle ou perpendiculaire au courant, respectivement.

Pour des matériaux isotropes ρ_{\parallel} et ρ_{\perp} sont égales, mais pour des matériaux ferromagnétiques par exemple : *Ni*, *Fe* et *Co*, $\rho_{\parallel} > \rho_{\perp}$ en raison de l'effet *AMR*. Un vecteur unitaire est défini dans la direction de la magnétisation \hat{M} , (voir figure 1.4) et la densité de courant peut être réécrite dans ses composantes parallèles et perpendiculaires [17] :

$$J = J_{\parallel} \hat{M} + J_{\perp} \hat{M} \quad (1.3.7)$$

$$J = J_{\parallel} \hat{M} + J - J_{\parallel} \hat{M} \quad (1.3.8)$$

En remplaçant dans (1.3.6), il vient :

$$E = \rho_{\parallel} J_{\parallel} \hat{M} + \rho_{\perp} (J - J_{\parallel} \hat{M}) \rho_H M \times J \quad (1.3.9)$$

Avec $J_{\parallel} = J \hat{M}$, l'équation (1.3.9) peut être écrite comme :

$$E = \hat{M} (J \hat{M}) [\rho_{\parallel} - \rho_{\perp}] + \rho_{\perp} J + \rho_H M \times J \quad (1.3.10)$$

La densité de courant est choisie le long de la direction y positive telque $J = J_y \hat{y}$ et $J_y = I/w.t$, I est le courant total à travers le capteur

En coordonnées sphériques (ϕ est défini dans la figure 1.a et θ est l'angle polaire mesuré à partir de l'axe z).

le vecteur unitaire de la magnétisation est :

$$\hat{M} = \begin{pmatrix} \sin \theta \cos \phi \\ \sin \theta \sin \phi \\ \cos \theta \end{pmatrix}$$

E_x peut alors être tiré de l'équation. (1.3.10) :

$$E_x = \sin^2 \theta (\rho_{\parallel} - \rho_{\perp}) J_y \sin \phi \cos \phi - \rho_H \cos \theta M J_y \quad (1.3.11)$$

Dans le capteur de Hall planaire M est dans le plan xy .

l'équation (1.3.11) se réduit à :

$$E_x = (\rho_{\parallel} - \rho_{\perp}) J_y \sin \phi \cos \phi \quad (1.3.12)$$

La tension de Hall planaire $V = E_x.w$ et le courant total, $I = J_y.w.t$, on peut écrire :

$$V_x = \frac{I(\rho_{\parallel} - \rho_{\perp}) \sin \phi \cos \phi}{t} = \frac{I(\rho_{\parallel} - \rho_{\perp}) \sin 2\phi}{2t} \quad (1.3.13)$$

la magnétisation est au long de l'axe facile, qui est aussi la direction du courant I_y . Quand un champ magnétique est appliqué dans la direction x , la magnétisation tourne d'un angle ϕ dans le plan du capteur. Ceci change la valeur de V_x . Pour des angles petits, le signal peut s'exprimer par [18] :

$$V_x = \frac{(\rho_{\parallel} - \rho_{\perp})I_y}{t} \cdot \frac{H_x}{H_{an}} \quad (1.3.14)$$

$$\text{avec : } H_{an} = \frac{2K_u}{\mu_0 M}$$

K_u représente la constante d'anisotropie uniaxiale.

Pour de faibles champ appliqués comparés au champ d'anisotropie H_{an} ($H_y \ll H_{an}$) la réponse du capteur est linéaire.

Dans le cas de la détection d'une bille magnétique, H_x dans l'équation (1.3.14) représente le champ externe appliquée plus la somme des composantes x du champ crée par la bille sphérique magnétisée.

Une expression de la sensibilité S_0 du capteur, peut être donnée par :

$$S_0 = \frac{V_x}{H_x \cdot I_y} = \frac{(\rho_{\parallel} - \rho_{\perp})}{t \cdot H_{an}} \quad (1.3.15)$$

Un exemple de résultat de mesures de tensions *PHE* (pour Planar Hall Effect) des capteurs de forme quadratique de différentes tailles est représenté dans la figure (1.5). Quelque soit la taille des capteurs, la tension *PHE* varie brusquement et atteint une valeur maximal pour $H = 110e$, avec l'apparition d'une partie linéaire aux faibles champs.

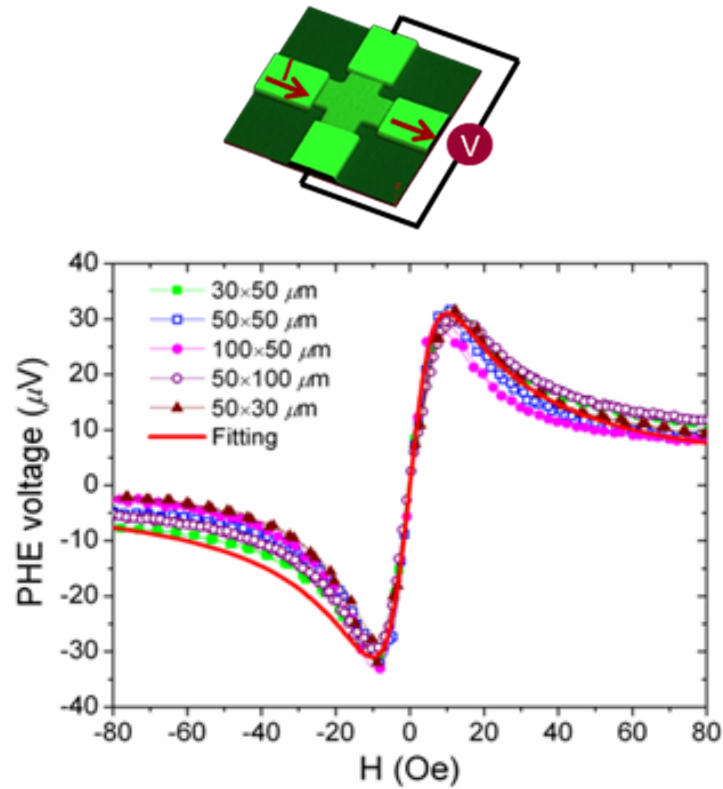


Figure 1.5 : La tension PHE en fonction du champ appliqué [19].

La sensibilité du capteur, donnée par $\frac{\Delta V}{\Delta H}$, est tirée de la pente linéaire de la courbe, elle ne varie pas avec la taille du capteur.

Dans le cas des capteurs de forme circulaire la variation de la sensibilité en fonction de nombre des anneaux ($r = 1, 3, 5, 7$) est représentée par la figure (1.6). La tension *PHE* varie avec le nombre de rings du capteur quand un champ est appliqué. Ceci entraîne une augmentation de la sensibilité avec le nombre de rings du capteur.

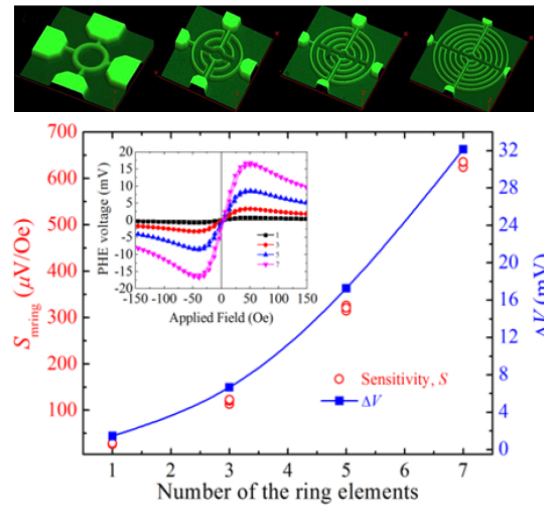


Figure 1.6 : Capteurs de forme circulaire de 1, 3, 5 et 7 rings (en haut)
Variation de leur sensibilité (en bas) [19].

Chapitre II

ETUDE THÉORIQUE DU CHAMP DIPOLAIRE INDUIT PAR UNE BILLE MAGNÉTIQUE

2.1 Introduction

Dans ce chapitre on présentera une étude du champ dipolaire d'une bille placée sur un capteur de différentes tailles pour des positions latérales et verticales de la bille. L'étude théorique nous permet de vérifier la capacité de détection du capteur d'une bille unique.

Un champ externe appliqué dans la direction x magnétise la bille. L'intensité du champ de la bille juste au-dessous de la bille s'oppose au champ externe. Ce champ représente une valeur maximale qui peut être détectée par un capteur (figure 2.1). Le capteur à effet Hall planaire utilise toute sa surface active pour la détection, ce qui signifie que le champ ressenti par le capteur est une moyenne de l'intensité du champ en tout point de la surface sensible.

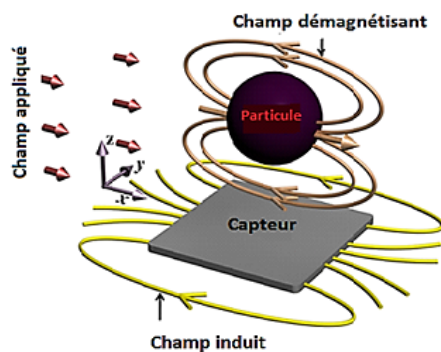


Figure 2.1 : Champ dipolaire (démagnétisant) généré par une particule positionnée à une certaine hauteur du capteur.

2.2 Interaction bille-bille

On suppose que les billes n'interagissent pas entre eux lors du signal produit par une monocouche de billes. Cette supposition est valide quand le champ produit par une bille est petit comparé au champ externe, c-à-d $H_{app} \gg H_{bille}$, qui pour un champ dipolaire donne [17].

$$H \gg \frac{MR^3}{3r^3} = \frac{\chi_m MR^3}{3r^3} \quad (2.2.1)$$

Où :

- r est la distance séparant les centres de deux billes successives.
- R est le rayon de la bille.
- M est la magnetization.

Avec : $M = \chi_m * H_{app}$, ou χ_m est la susceptibilité de la bille, l'équation (2.2.1) devient :

$$H_{app} \gg \frac{\chi_m H_{app} R^3}{3r^3} \Leftrightarrow \left(\frac{r}{R}\right)^3 \gg \frac{\chi_m}{3}$$

$$\left(\frac{r}{R}\right)^3 \gg \frac{\chi_m}{3}$$

Prenant des billes de susceptibilité $\chi_m = 3$, les billes n'interagissent pas si :

$$r \gg R$$

Les caractéristiques des billes prises comme exemples dans cette étude sont regroupées dans le tableau 1 :

Bille	Diamètre	χ_m	$\frac{r}{R} \gg$
Dynabeads	2.8 μm	0.13 (SI)	0.35
Micromer-M	2 μm	0.3 (SI)	0.46
Nanomag-D	250 nm	3.2 (SI)	1.02
Nanomag-D-spio	50 nm	1.4 (SI)	0.78

Tableau 1 : Caractéristiques physiques des billes magnétiques utilisées dans les calculs [17]

2.3 Etude analytique du signal d'une bille

En supposant que les propriétés magnétiques sont uniformes et la géométrie est sphérique et si le champ appliqué est dans la direction x , le champ produit par une bille magnétique est un champ dipolaire dans la même direction.

Le capteur linéaire mesure la moyenne de la composante x du champ $\langle H_x \rangle$ à travers la surface active de capteur.

L'intensité du champ dipolaire (champ démagnétisant) H_{dip} générée par une bille magnétisée par un champ externe, à une distance r de la bille est donnée par [20]

$$H_{dip} = \frac{MR^3}{3r^3} \left[\left(3\hat{M} \cdot \hat{r} \right) \hat{r} - \hat{M} \right] \quad (2.3.1)$$

Avec :

M est la magnétisation, et \hat{M} un vecteur unitaire dans la direction de la magnétisation.

R est le rayon de la bille.

r est la distance à partir du centre de la bille au point d'observation (voir figure 2.2).

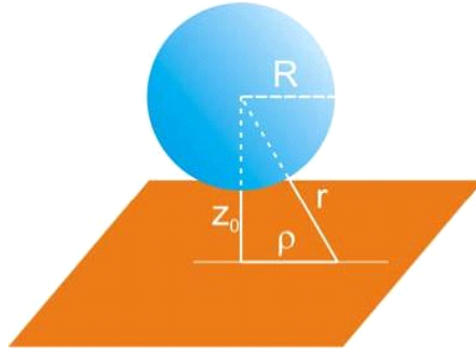


Figure 2.2 : Dessin schématique d'une bille de rayon R placée au-dessus d'un capteur , z_0 est la distance verticale de la bille jusqu'au capteur et ρ est la distance dans le plan du capteur du centre de la bille au point d'observation [19]

2.4 Capteur de forme quadratique

2.4.1 Bille positionnée au centre

La bille est placée au centre du capteur en $(0, 0, Z_0)$ (voir figure 2.3) où P représente la couche de passivation du capteur et $Z_0 = P + R$. Le capteur a une surface $S = w^2$. En coordonnées cartésiennes l'équation (2.3.1) devient :

$$H_x = \frac{MR^3}{3} \frac{2x^2 - y^2 - z_0^2}{(x^2 + y^2 + z_0^2)^{\frac{5}{2}}} \quad (2.4.1)$$

Pour obtenir une estimation de l'intensité du champ influençant le capteur, H_x est intégré sur toute la surface du capteur, l'intégrale est évaluée à une distance $Z_0 \geq R$, elle sera donnée par :

$$\langle H_x \rangle = \frac{1}{S} \int H_x dS \quad (2.4.2)$$

avec : $dS = dxdy$ et x et y variant de $-\frac{w}{2}$ à $\frac{w}{2}$ il devient :

$$\langle H_x \rangle = \frac{1}{w^2} \frac{MR^3}{3} \int_{-\frac{w}{2}}^{\frac{w}{2}} \int_{-\frac{w}{2}}^{\frac{w}{2}} \frac{2x^2 - y^2 - z_0^2}{(x^2 + y^2 + z_0^2)^{\frac{5}{2}}} dxdy \quad (2.4.3)$$

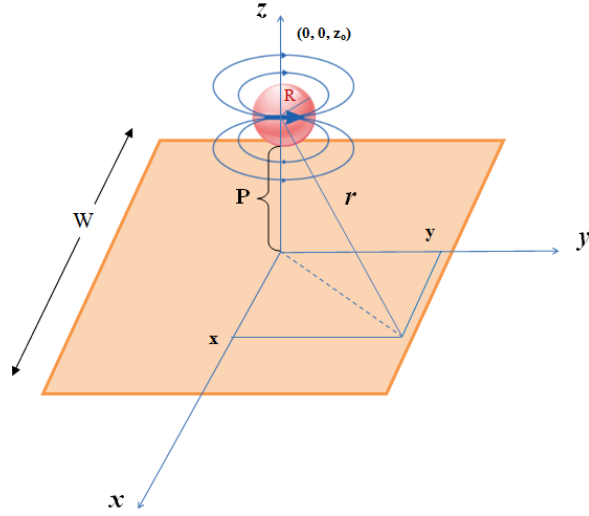


Figure 2.3 : Schéma représentant une bille placée à une hauteur z_0 du centre du capteur.

Dans le cas générale ou M reste inconnue, et en posant $H_{\max} = \frac{MR^3}{3Z_0^3}$ le champ moyen crée par une bille positionnée au centre donné par l'équation(2.4.3) devient :

$$\langle H_{bille} \rangle = \frac{\langle H_x \rangle}{H_{\max}} = \frac{Z_0^3}{w^2} \int_{-\frac{w}{2}}^{\frac{w}{2}} \int_{-\frac{w}{2}}^{\frac{w}{2}} \frac{2x^2 - y^2 - z_0^2}{(x^2 + y^2 + z_0^2)^{\frac{5}{2}}} dx dy \quad (2.4.4)$$

En intégrant par rapport x , le calcul analytique de cette integrale donne :

$$\frac{-w}{\left(\frac{w^2}{4} + y^2 + z_0^2\right)^{\frac{3}{2}}}$$

Cette quantité est intégrée ensuite par rapport à y , elle devient.

$$\frac{-8w^2}{(2w^2 + 4z_0^2)^{\frac{1}{2}} (w^2 + 4z_0^2)}$$

finalement on obtient :

$$\langle H_{bille} \rangle = -\frac{8Z_0^3}{(2w^2 + 4Z_0^2)^{\frac{1}{2}} (w^2 + 4Z_0^2)} \quad (2.4.5)$$

A partir de l'équation (2.4.5) on remarque que le champ moyen produit par une bille magnétique positionnée au centre du capteur est négatif. on peut dire aussi que, pour de grandes surfaces du capteur comparées aux diamètres des billes, le champ dipolaire croît inversement proportionnel avec w^3 .

$\langle H_{bille} \rangle$ en fonction de la taille du capteur est représenté sur la figure 2.4.

On remarque que pour de larges valeurs de w , $\langle H_{bille} \rangle$ s'approche de la valeur zéro et décroît rapidement quand la taille du capteur est réduite. Donc pour la meilleur détection d'une bille unique, la taille idéale du capteur doit être petite comparée au diamètre de la bille.

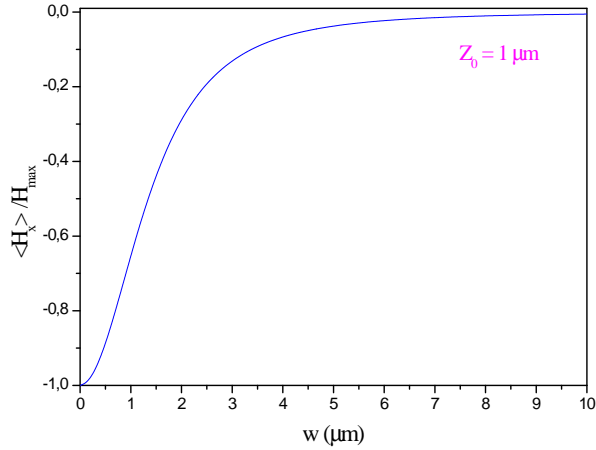


Figure 2.4 : Variation du champ démagnétisant en fonction de la taille du capteur.

2.4.2 Bille positionnée en (x', y', z_0)

En coordonnées cartésiennes, le champ crée par une bille positionnée en (x', y', z_0) , ou x' et y' représentent des positions arbitraires de la bille sur un capteur de forme quadratique de côté w (voir la figure 2.5), l'équation (2.3.1) devient :

$$\langle H_x \rangle = \frac{1}{w^2} \frac{MR^3}{3} \int_{-\frac{w}{2}}^{\frac{w}{2}} \int_{-\frac{w}{2}}^{\frac{w}{2}} \frac{2(x' - x)^2 - (y' - y)^2 - z_0^2}{((x' - x)^2 + (y' - y)^2 + z_0^2)^{\frac{5}{2}}} dx dy \quad (2.4.6)$$

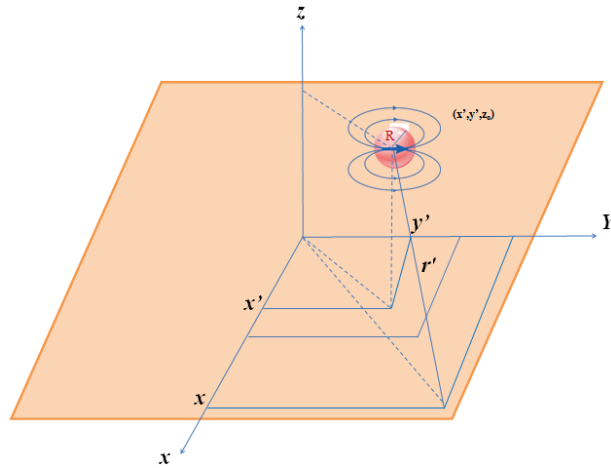


Figure 2.5 : Schéma représentant une bille placée en (x', y', z_0) .

En posant :

$$int(x, y) = \frac{1}{w^2} \int_{-\frac{w}{2}}^{\frac{w}{2}} \int_{-\frac{w}{2}}^{\frac{w}{2}} \frac{2(x' - x)^2 - (y' - y)^2 - z_0^2}{((x' - x)^2 + (y' - y)^2 + z_0^2)^{\frac{5}{2}}} dx dy \quad (2.4.7)$$

Il est clair que le calcul analytique de $int(x, y)$ est impossible puisque x' et y' prennent toutes les positions possibles sur le capteur, pour cela un calcul numérique s'impose.

on voit bien que la valeur du champ dipolaire dépend de la valeur calculée de l'intégral. Cette double intégral a été résolue par la méthode de Simpson, le résultat du calcul numérique est représenté sur la figure 2.6. Où l'intervalle $[0 \mu m - 10 \mu m]$ représente la demi-surface active du capteur et l'intervalle $[10 \mu m - 20 \mu m]$ représente la partie extérieure du capteur.

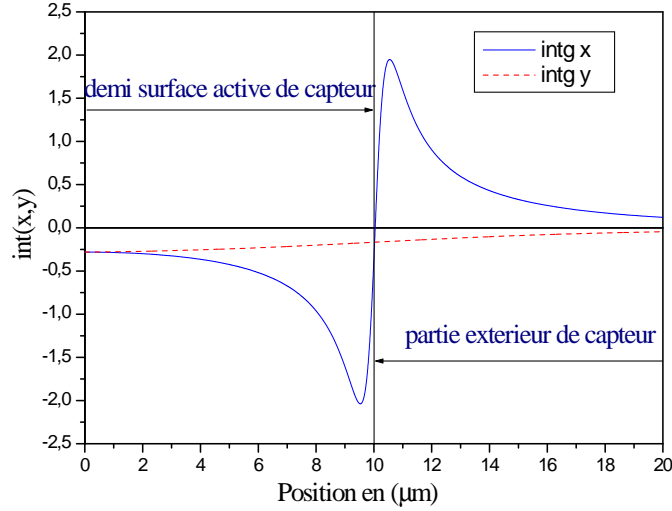


Figure 2.6 : Tracé de $\text{int}(x,y)$ en fonction des positions x' et y'

On peut déduire à partir de la figure 2.6 que si les billes sont placées à l'intérieur de la zone active du capteur, leur contribution au champ sera négative. Si, cependant, les billes sont placées à l'extérieur de la zone active du capteur, leur contribution sera positive. On remarque aussi que pour certaines positions (aux bords par exemple) la contribution change de signe (négatif au positif), donc une bille placée au bord diminuera la valeur du champ total H_x d'une couche de billes distribuées sur le capteur. Quand le centre de la bille atteint le bord du capteur, H_x passe de la contribution négative à l'intégral à la contribution positive.

2.4.2.1 Profile du champ dipolaire normalisé

En posant $H_{\max} = \frac{MR^3}{3Z_0^3}$, en utilisant l'équation (2.4.6) le champ moyen normalisé $\langle H_{bille} \rangle$ sera donnée par :

$$\langle H_{bille} \rangle = \frac{\langle H_x \rangle}{H_{\max}} = \frac{Z_0^3}{w^2} \int_{-\frac{w}{2}}^{\frac{w}{2}} \int_{-\frac{w}{2}}^{\frac{w}{2}} \frac{2(x' - x)^2 - (y' - y)^2 - z_0^2}{((x' - x)^2 + (y' - y)^2 + z_0^2)^{\frac{5}{2}}} dx dy \quad (2.4.8)$$

en prenant une bille de taille 50 nm , une couche de passivation de 150 nm et un capteur de taille $w = 20 \text{ µm}$, le calcul de $\frac{\langle H_x \rangle}{H_{\max}}$ donne le profil représenté par la figure 2.7.

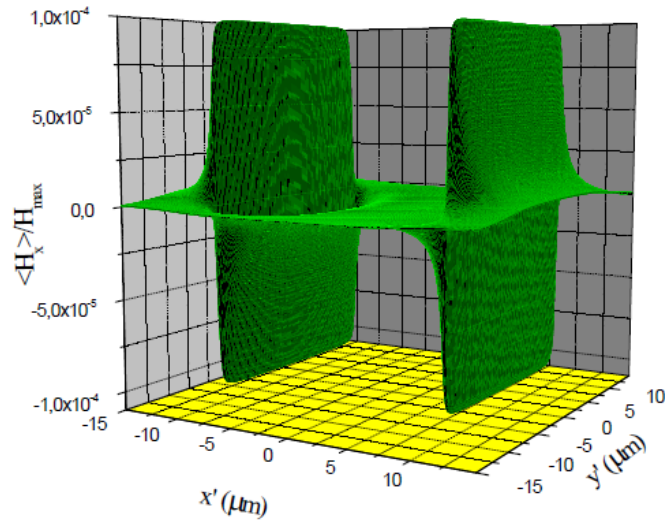


Figure 2.7 : Profile du champ moyen normalisé en fonction des positions x' et y' .

2.5 Paramètres influençant H_x :

On remarque que la valeur du champ $\langle H_x \rangle$ de l'équation (2.4.6) dépend de plusieurs paramètres, de la couche de passivation, de la taille des billes ainsi que de la taille du capteur. Dans ce qui suit, on s'intéressera à l'influence de chacun de ces paramètres sur la valeur de $\langle H_x \rangle$.

2.5.1 Influence de l'épaisseur de la couche de passivation

Le résultat du calcul intégral est représenté par la figure 2.8, en utilisant l'équation (2.4.8), et en prenant une couche de passivation P variant de 0 à $1 \mu m$, une bille de taille nanométrique ($R = 50 \text{ nm}$) et un capteur de surface $20 * 20 (\mu m)^2$.

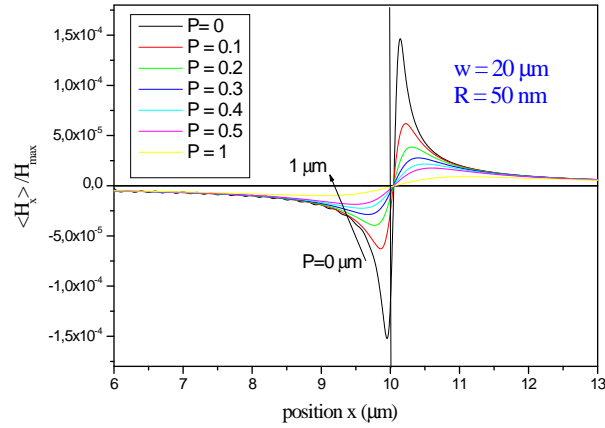


Figure 2.8 : Variation du champ dipolaire normalisé en fonction de l'épaisseur de la couche de passivation.

Pour des valeurs faibles et nulles de p , $\langle H_{bille} \rangle$ prend des valeurs négatives importantes représentées par des pics quand la bille est proche du bord du capteur ($x < 10 \mu m$) et atteint des valeurs positives importantes lorsque la bille dépasse la partie active du capteur ($x > 10 \mu m$).

Pour des valeurs de $p \geq 1 \mu m$ la valeur des pics diminue et se rapproche de la valeur zéro.

Pour $p \leq 0,5 \mu m$ les pics deviennent clairement identifiables, et permettent de diviser le capteur en deux régions, une région du bord de largeur $1 \mu m$ et une région centrale de $9 \mu m$ où la valeur de $\langle H_{bille} \rangle$ coïncide avec celle d'une bille placée au centre.

2.5.2 Influence de la taille de la bille

La valeur de $\langle H_x \rangle$ a été calculée numériquement pour différentes positions de la bille ensuite moyennée sur l'ensemble des valeurs trouvées, le calcul est répété pour différentes tailles des billes.

Puisque la susceptibilité est fonction de la nature et de la taille des billes nous avons tracé sur la figure 2.9 la variation de $\frac{\langle H_x \rangle}{M}$ en fonction du rayon des billes pour une passivation de $0,2 \mu m$ et une largeur de capteur de $20 \mu m$.

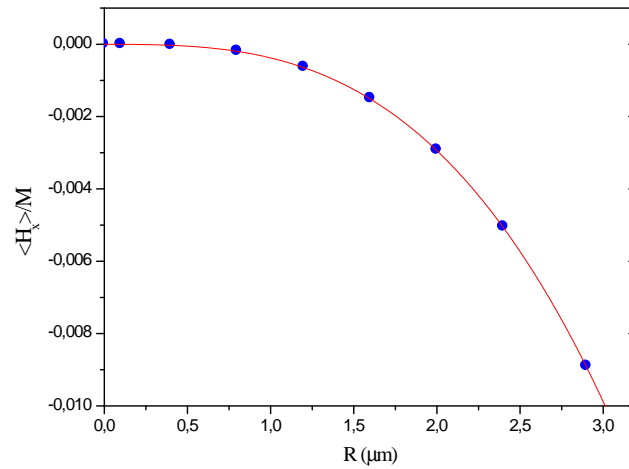


Figure 2.9 : Variation du champ en fonction de la taille de la bille.

La valeur du champ reste sensiblement constante pour des valeurs de $R \leq 1 \mu\text{m}$, au delà de cette valeur le champ décroît avec la taille des billes, le fit polynomial des valeurs du champ calculé donne une équation en R^3 explicitée par :

$$\langle H_{bille} \rangle = -1,699.10^{-9}R + 1,639.10^{-9}R^2 - 3,647.10^{-4}R^3$$

2.5.3 Influence de la taille du capteur

En vue d'obtenir la variation du champ en fonction de la taille du capteur ainsi que la variation de la tension mesurée, nous avons utilisé une bille de type Dynabeads de rayon $1,4 \mu\text{m}$ et de susceptibilité 0,13 et un champ magnétique appliqué de $1,4 \text{ mT}$ avec un capteur de passivation égale à $0,1 \mu\text{m}$ et une sensibilité de 55.10^{-2} V/T .

2.5.3.1 Variation du champ

La valeur de $\langle H_x \rangle$ a été calculée numériquement pour différentes positions de la bille puis moyennée sur l'ensemble des valeurs trouvées. Le calcul est répété pour différentes tailles du capteur. Les résultats obtenus sont représentés dans le tableau 2 :

$W(\mu m)$	$H_{bille}(T)$
5	$-4,32.10^{-6}$
10	$-9,53.10^{-7}$
15	$-3,6.10^{-7}$
20	$-1,75.10^{-7}$
30	$-6,19.10^{-8}$
40	$-2,91.10^{-8}$
50	$-1,61.10^{-8}$
60	$-9,88.10^{-9}$
70	$-6,52.10^{-9}$

Tableau 2 : Champ dipolaire $H_{bille}(T)$ pour différents tailles du capteur.

La figure 2.10 représente la variation du champ en fonction de la taille de capteur. On remarque que la valeur du champ est sensiblement constante pour un capteur de taille supérieure à $20 \mu m$. Par contre pour une taille inférieure à $20 \mu m$ la valeur de H_{bille} croît brusquement.

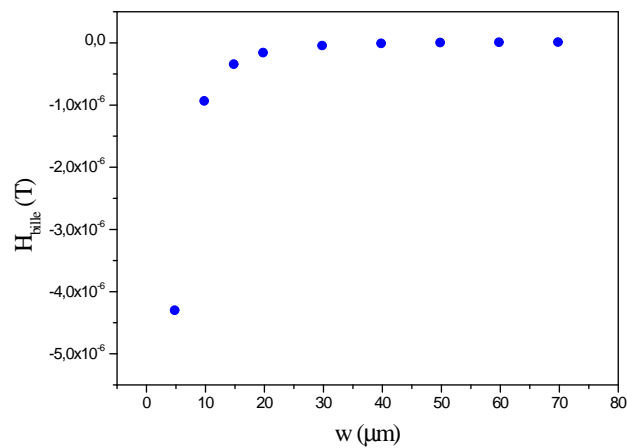


Figure 2.10 : Champ dipolaire pour différentes tailles du capteur.

2.5.3.2 Variation de la tension mesurée

La valeur de V_{bille} est tirée à partir de la valeur H_{bille} en prenant une sensibilité S_0 égale $55.10^{-2} V/T$ avec $V_{bille} = H_{bille} \times S_0$:

Les résultats obtenus sont résumés dans le tableau 3 :

$W(\mu m)$	$V_{bille}(nV)$
5	-2370
10	-524
15	-198
20	-96,5
30	-34,1
40	-16
50	-8 ,85
60	-5,43
70	-3,59

Tableau 3 : Tension mesurée pour différentes tailles de capteur.

La figure 2.11 représente la variation du V_{bille} en fonction de la taille du capteur. On constate une augmentation progressive de la valeur de V_{bille} jusqu'à une taille du capteur de $20 \mu m$, puis la valeur de la tension reste sensiblement constante quelque soit la taille du capteur. Si la limite de détection est de $5 nV$ [21] et à partir du graphe de la figure 2.11, on peut estimer une taille maximal du capteur de $60 \mu m$ pour la détection d'une bille unique de type Dynabeads.

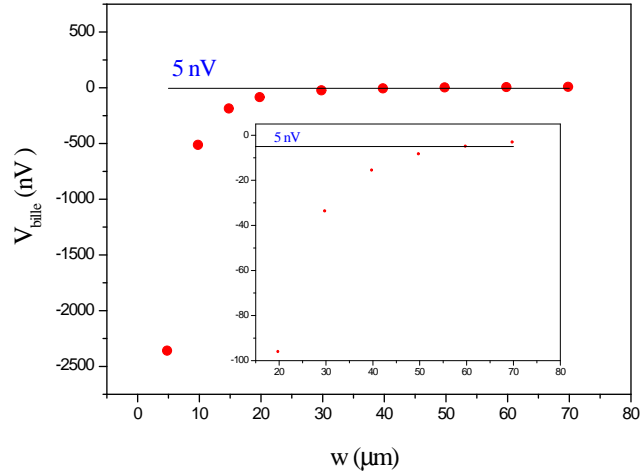


Figure 2.11 : Tension générée par une bille unique pour différentes tailles du capteur.

2.6 Profils du champ et de la tension :

Dans le calcul qui suit deux billes micrométriques et deux billes nanométriques sont considérées, chaque bille possède ses propres caractéristiques . Le capteur est pris de taille égale à $20 \mu m$ et d'une passivation de $0,1 \mu m$, le champ appliqué est de $1,4 mT$.

2.6.1 Profile du champ dipolaire

2.6.1.1 billes micromitriques

Deux types de billes sont considérées, une bille de type Dynabeads et une de type Micromer-M de caractéristiques définies précédemment dans le tableau 1.

La bille de type Dynabeads est de taille $1,4 \mu m$ et d'une susceptibilité de $0,13$.

La taille de la bille de type Micromer-M est de $1 \mu m$ et sa susceptibilité est de $0,3$.

Dans la figure 2.12 nous traçons respectivement les profils à 3D et à 2D du champ généré par une bille de types Dynabeads et Micromer-M. On remarque qu'une bille placée au centre du capteur génère une valeur égale à $-1,14 \cdot 10^{-7} T$ (bille de type Dynabeads) et $-9,73 \cdot 10^{-8} T$ (bille de type Micromer-M), les deux

valeurs demeurent constantes dans un intervalle très réduit. En s'approchant du bord la valeur de $\langle H_x \rangle$ change jusqu'à être multipliée par 3 au bord du capteur.

2.6.1.2 Billes nanométriques :

Deux types de billes sont considérées, une bille de type Nanomag-D et une de type Nanomag-D-spio.

La bille de type Nanomag-D est de taille 125 nm et d'une susceptibilité de 3, 2.

La bille de type Nanomag-D-spio est de taille 25 nm et d'une susceptibilité de 1, 4.

Dans la figure 2.13 nous traçons respectivement les profils à 3D et à 2D du champ généré par une bille de types Nanomag-D et Nanomag-D-spio. On remarque qu'une bille placée au centre du capteur génère une valeur égale à $-2,05.10^{-9}T$ (bille de type Nanomag-D) et $-9,75.10^{-12}T$ (bille de type Nanomag-D-spio), cette valeur demeure constante sur une plage assez large du capteur. En s'approchant du bord la valeur de $\langle H_x \rangle$ change, elle devient égalé à $-3,18.10^{-8}T$ dans le cas d'une bille de type Nanomag-D et $-1,85.10^{-10}T$ dans le cas d'une bille de type Nanomag-D-spio au bord du capteur.

Pour les deux séries de billes (micro et nanométrique) la variation suivant y demeure constante.

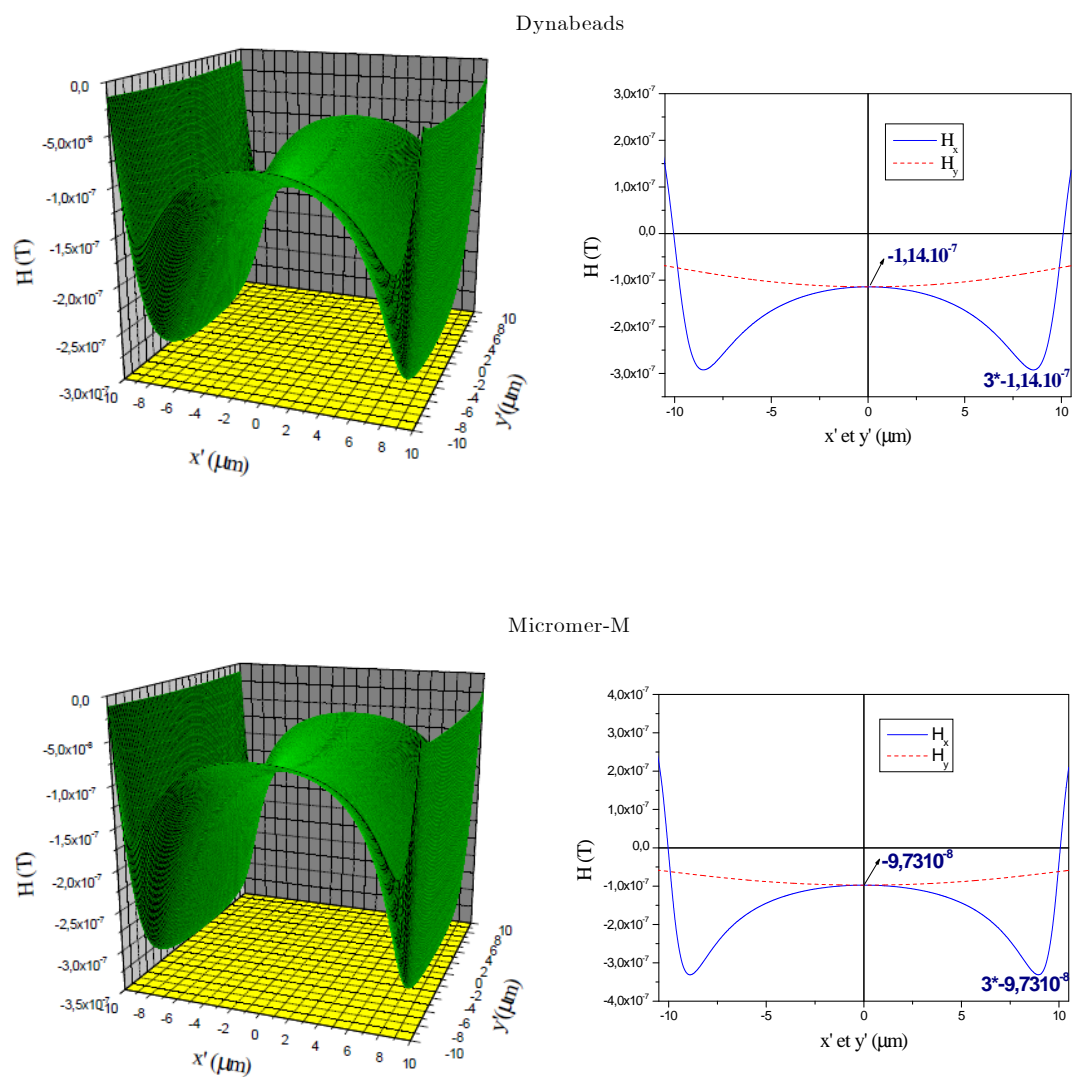


Figure 2.12 : Profils à 3D et à 2D du champ généré par 2 types de billes micrométriques.

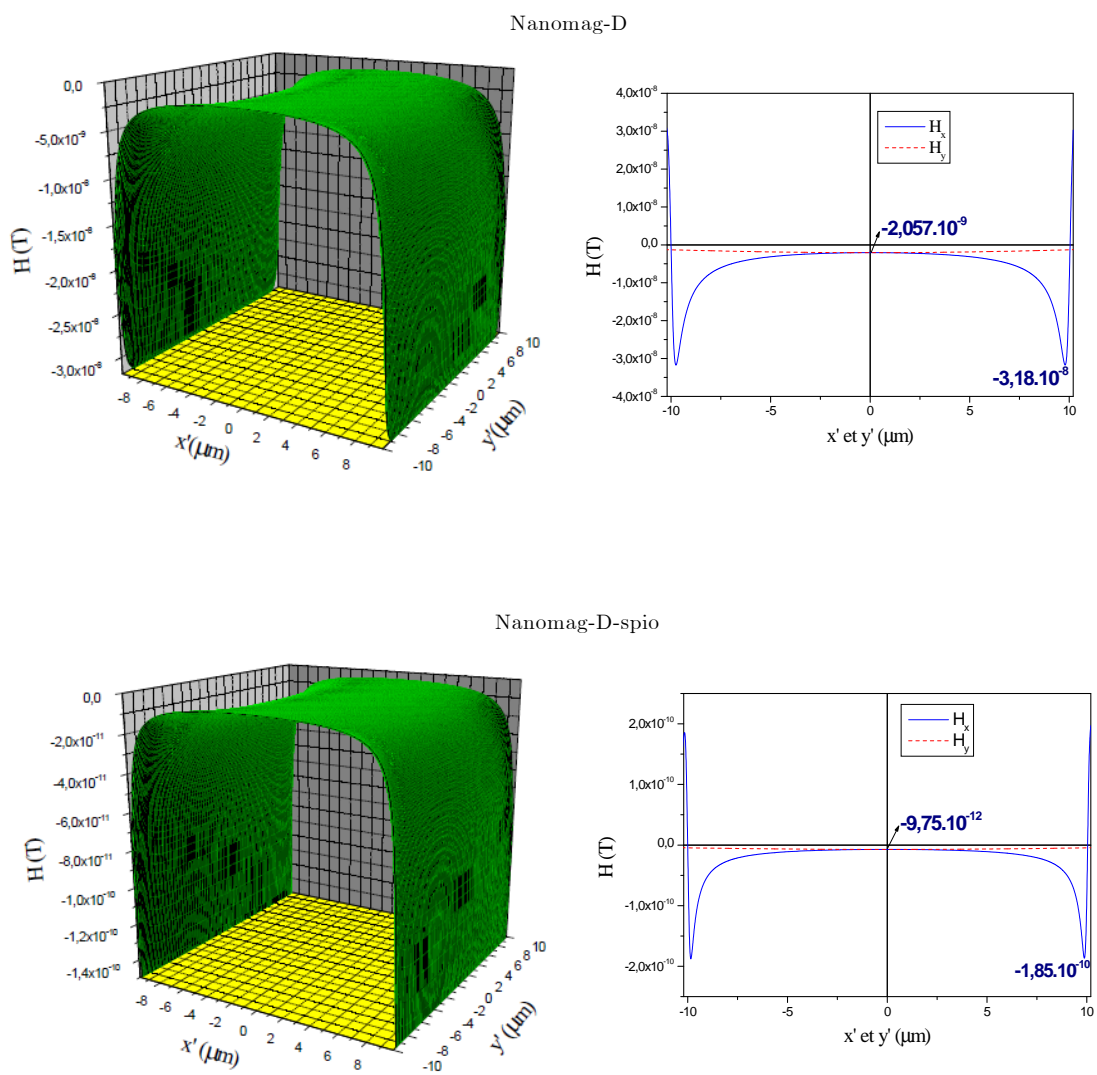


Figure 2.13 : Profils à 3D et à 2D du champ généré par 2 types de billes nanométriques.

2.6.2 Calcul de la tension mesurée

La valeur de V_{bille} est tirée à partir de la valeur H_{bille} en prenant une sensibilité S_0 égale à $55.10^{-2} V/T$:

2.6.2.1 Billes micrométriques

Dans la figure 2.14 nous traçons respectivement les profils à 3D et à 2D de la tension générée par une bille de types Dynabeads et Micromer-M.

On remarque que qu'une bille placée au centre génère une valeur de tension égale à $-6,28.10^{-8}V$ pour la bille Dynabeads et $-5,35.10^{-8}V$ pour la bille Micromer-M. Cette valeur reste inchangée dans un intervalle très réduit, en s'approchant du bord la tension diminue lentement et change de valeur jusqu'à $-1,60.10^{-7}V$ pour une bille de type Dynabeads et $-1,81.10^{-7}V$ dans le cas d'une bille de type Micromer-M.

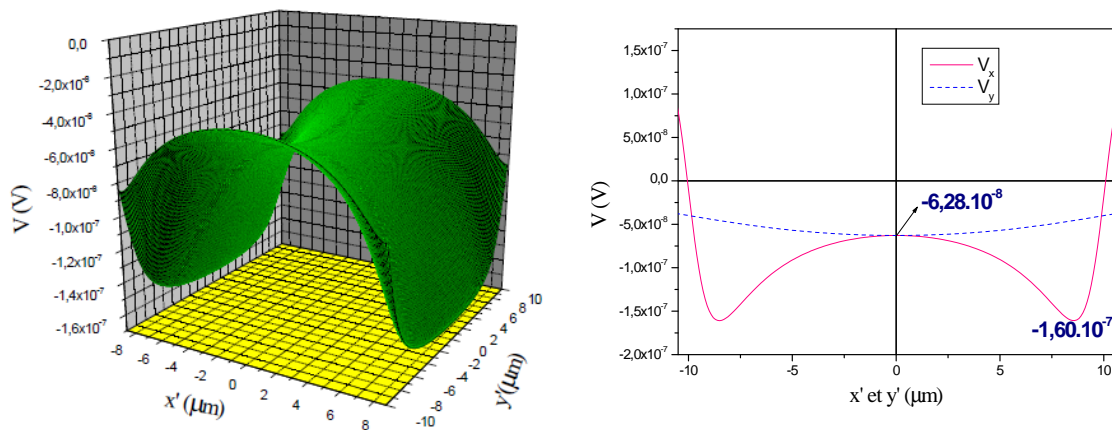
2.6.2.2 Billes nanométriques

La figure 2.15 représente respectivement les profils à 3D et à 2D de la tension générée par les deux billes nanométriques de types Nanomag-D et Nanomag-D-spio. Quand la bille est positionnée au centre du capteur elle génère une valeur de tension égale à $-1,13.10^{-9}V$ (bille de type Nanomag-D) et $-3,96.10^{-12} V$ (bille de type Nanomag-d-spio), cette valeur reste sensiblement constante dans un intervalle de largeur importante, on remarque aussi que la tension croit rapidement quand la bille atteint le bord du capteur.

Lorsque la bille s'approche du bord la valeur de la tension devient égale à $-1,74.10^{-8}V$ dans le cas d'une bille de type Nanomag-D et $-1,01.10^{-10}V$ dans le cas d'une bille de type Nanomag-d-spio. La variation suivant y est très faible.

Pour les deux séries de billes (micro et nanométrique) on note une très faible variation de la tension suivant y .

Dynabeads



Micromer-M

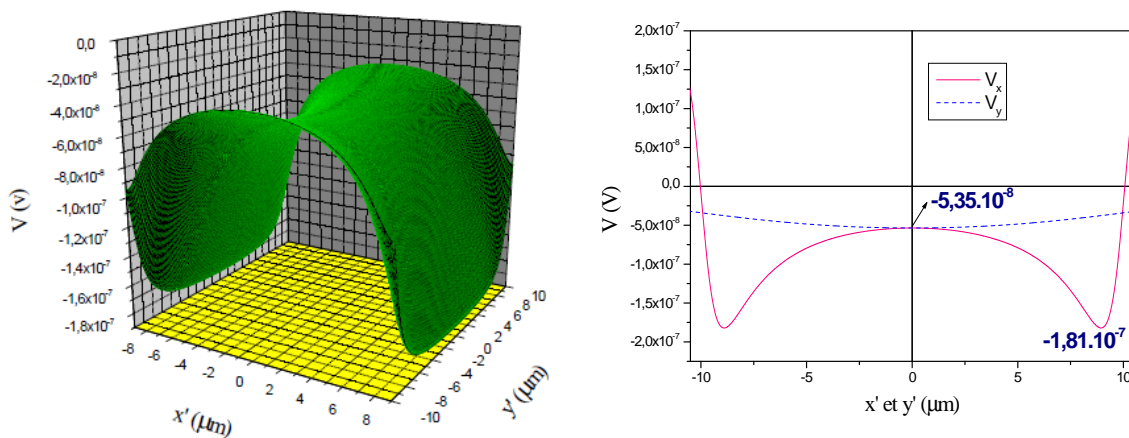
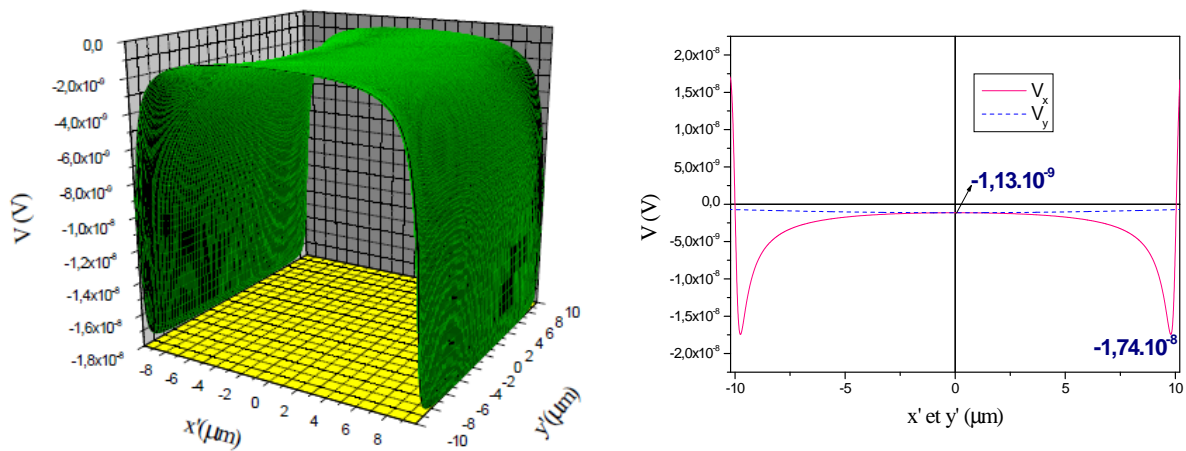


Figure 2.14 : Profils à 3D et à 2D de la tension produite par 2 types de billes micrométriques.

Nanomag-D



Nanomag-d-spio

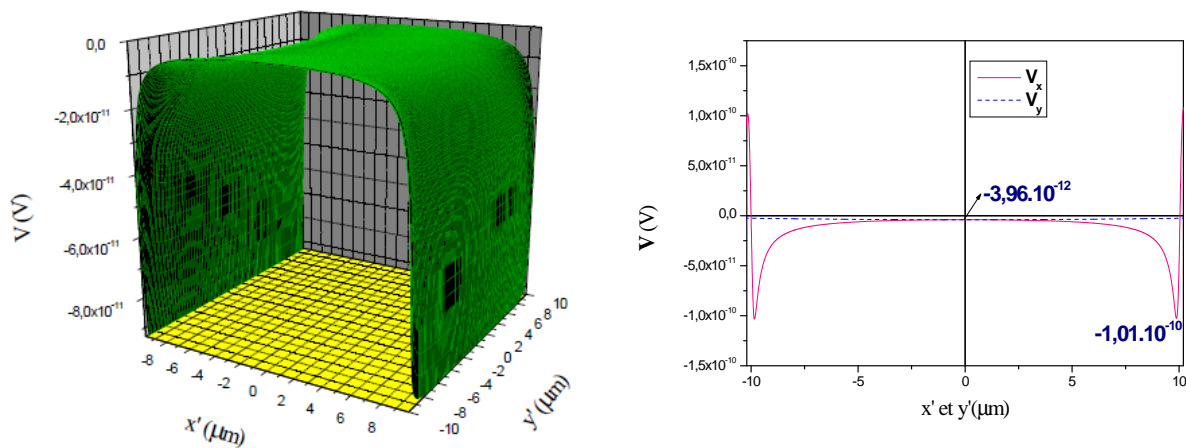


Figure 2.15 : Profils à 3D et à 2D de la tension produite par 2 types de billes nanométriques.

2.7 Variation de la tension mesurée en fonction de la taille des billes

Afin de déduire le rayon limite des billes détectables nous avons calculé la tension moyenne générée par différentes billes, deux micrométriques et deux nanométriques, le champ magnétique appliqué est de $1,4 \text{ mT}$ et le capteur est de taille $20 \mu\text{m}$.

Les résultats obtenus sont regroupés dans le tableau 4 :

$R(\mu\text{m})$	$V_{bille}(\text{nV})$
1,4	-96,5
1	-92,9
0,125	-3,20
0,025	-0,0128

Tableau 4 : V_{bille} en fonction de la taille des billes.

La variation de la tension mesurée en fonction de la taille des billes est représentée par la figure 2.16. Les billes micrométriques génèrent une tension plus grande que celle des billes nanométriques. A la limite de détection de 5 nV le rayon de la bille est $R_{limite} = 140 \text{ nm}$, on déduit que pour un capteur de taille $20 \mu\text{m}$ les billes de rayon $R \geq R_{limite}$ produisent une tension détectable.

Donc la bille unique ne peut être détectée, pour le cas du capteur étudié, que pour les billes de tailles supérieures ou égales à 140 nm .

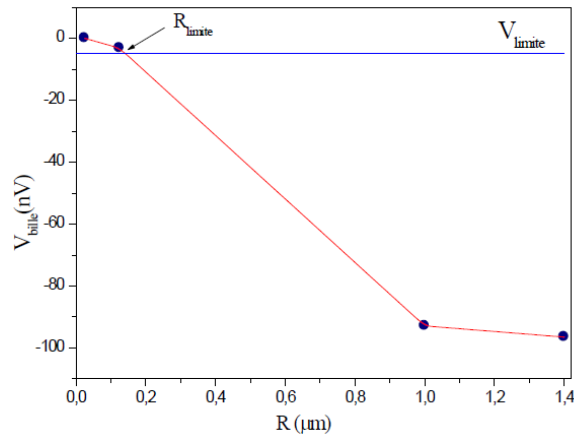


Figure 2.16 : V_{bille} en fonction de la taille des billes.

Pour que la détection ait lieu, on joue sur le rayon de la bille si non sur le nombre de bille (couche) si la bille unique ne peut être détectée. Le tableau 5 résume la tension générée par une seule bille ainsi que le nombre de billes nécessaires à la détection.

$R(\mu m)$	$V_{bille}(nV)$	N^{bre} de bille
1,4	-96,5	1
1	-92,9	1
0,125	-3,20	2
0,025	-0,0128	390

Tableau 5 : La tension mesurée pour chaque bille et le nombre de billes à détecter.

2.7.1 Variation de R_{limite} en fonction de la taille du capteur :

Nous avons calculé la tension moyennée générée par 4 billes différentes, deux micrométriques et deux nanométriques. A partir du tracé de la variation de la tension mesurée en fonction de la taille des billes nous avons estimé la valeur du rayon limite, ce calcul est répété pour différentes tailles du capteur (voir figure 2.17).

Nous avons pris un capteur de taille variant de 5 à 30 μm avec un pas de 5 μm et un champ magnétique appliqué de 1,4 mT et une sensibilité de $55.10^{-2} V/T$.

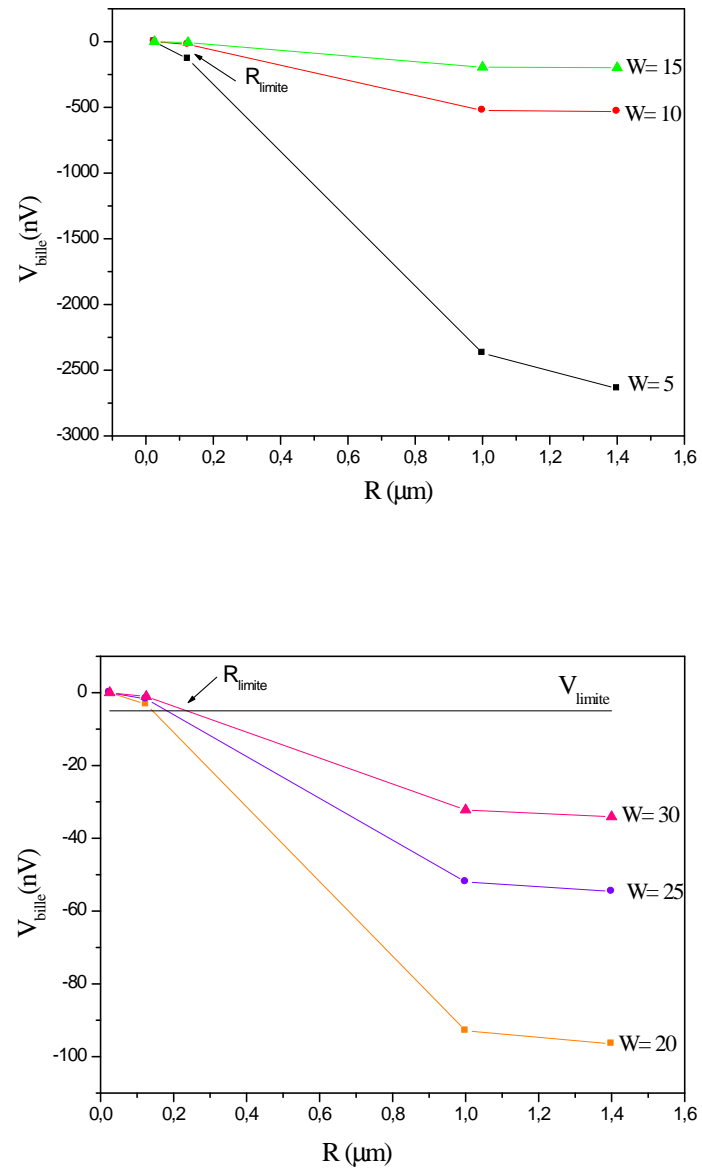


Figure 2.17: Variation de V_{bille} en fonction de la taille des billes pour différentes taille de capteur.

Nous avons déduit ensuite le rayon limite de détection des billes pour différentes tailles du capteur. Les résultats obtenus sont résumés dans le tableau 6 :

La taille du capteur $w(\mu m)$	Le rayon limite $R_{limite}(\mu m)$
5	0,028
10	0,048
15	0,096
20	0,140
25	0,181
30	0,236

Tableau 6 : R_{limite} pour différentes tailles du capteur.

Le tracé de la variation de R_{limite} en fonction de la taille du capteur représenté par la figure 2.18 prévoit une augmentation linéaire. Pour la détection de la tension générée par des billes de diamètres très faibles, il est préférable d'utiliser un capteur de taille infiniment petite.

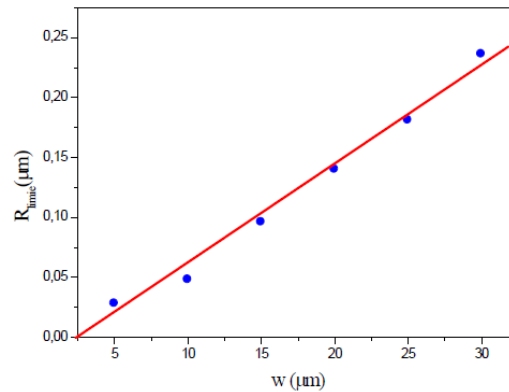


Figure 2.18 : R_{limite} en fonction de la taille du capteur.

CONCLUSION GÉNÉRALE

Notre étude a porté sur le profil du champ démagnétisant induit par une bille magnétique placée sur la surface active d'un capteur quadratique à effet Hall planaire. Nous retenons ce qui suit :

Par un calcul analytique on a pu déduire que :

- Le champ moyen produit par une bille magnétique positionnée au centre du capteur est négatif.

- Pour de grandes surfaces w du capteur comparées aux diamètres des billes, le champ dipolaire croît inversement proportionnel à w^3 , il s'approche de la valeur zéro et décroît rapidement quand la taille du capteur est réduite.

Donc pour la meilleure détection d'une bille unique, la taille idéale du capteur doit être petite comparée au diamètre de la bille.

Le calcul intégral montre, pour toutes les positions possibles de la bille sur le capteur, que :

- Si les billes sont placées à l'intérieur de la zone active du capteur, leur contribution au champ sera négative.

- Si, par contre, elles sont placées à l'extérieur de la zone active du capteur, leur contribution sera positive.

Donc des billes placées au bord du capteur réduiront la valeur du champ total si une couche de billes est distribuée sur le capteur.

Nous avons ensuite étudié l'influence de trois paramètres sur la valeur du champ dipolaire

1)Influence de la couche de passivation P , on déduit que :

- Pour des valeurs faibles et nulles de P , le champ dipolaire prend des valeurs négatives importantes représentées par des pics quand la bille est proche du bord

du capteur ($x < 10\mu m$) et atteint des valeurs positives importantes lorsque la bille dépasse la partie active du capteur ($x > 10\mu m$).

- Pour des valeurs de $p > 1\mu m$ la valeur des pics diminue et se rapproche de la valeur zéro.

- Pour $p \leq 0,5\mu m$ les pics deviennent clairement identifiables, et permettent de diviser le capteur en deux régions, une région du bord de largeur $1\mu m$ et une région centrale de $9\mu m$ où la valeur du champ coïncide avec celle d'une bille placée au centre.

2) Influence de la taille des billes, on note que :

- La valeur du champ reste sensiblement constante pour des valeurs de $R \leq 1\mu m$, au delà de cette valeur le champ croît avec la taille des billes.

3) Influence de la taille du capteur, on retient que :

- La valeur du champ est sensiblement constante pour un capteur de taille supérieure à $20\mu m$. Par contre pour une taille inférieure à $20\mu m$ la valeur du champ décroît brusquement.

- En terme de tension mesurée et si la limite de détection est de $5nV$ et à partir du tracé de la tension en fonction de la taille du capteur, on a estimé une taille maximal du capteur de $60\mu m$ pour la détection d'une bille unique de type Dynabeads.

Nous avons considéré ensuite deux bille micrométriques (de type Dynabeads et Micromer-M) et deux nanométriques (de type Nanomag-D et Nanomag-D-spio).

- On a remarqué qu'une bille micrométrique placée au centre du capteur génère une tension qui demeure constante dans un intervalle très réduit. En s'approchant du bord dans le sens des x la valeur de la tension V_x change jusqu'à être multipliée par 3 au bord du capteur.

- Le déplacement de la bille suivant y donne des valeurs de V_y sensiblement constantes.

- Dans le cas des billes nanométriques la valeur de la tension mesurée au centre du capteur demeure constante sur une partie assez large du capteur. Par contre la

variation suivant y reste très faible.

Afin de déduire le rayon limite des billes à partir duquel elles peuvent être détectées, nous avons calculé la tension moyenne générée par différentes billes, deux micrométriques et deux nanométriques, le champ magnétique appliqué est de 1,4mT et le capteur est de taille $20\mu\text{m}$.

- Les billes micrométriques génèrent une tension plus grande que celle des billes nanométriques. A la limite de détection de 5 nV, on déduit que les billes de rayon $R \geq R_{limite} = 140\text{nm}$ produisent une tension détectable.

Donc la bille unique ne peut être détectée, pour le cas du capteur étudié, que pour les billes de tailles supérieures ou égales à 140nm. Le tracé de la variation de R_{limite} en fonction de la taille du capteur prévoit une augmentation linéaire.

RÉFÉRENCES

- [1] M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friederich, and J. Chazelas, *Phys. Rev. Lett.*, 61, 1988.
- [2] M. A. Parker, T. L. Hylton, K. R. Coffey, and J. K. Howard, *J. App. Phys.* 75, 6382-6384, 1994.
- [3] D. K. Wood, K. K. Ni, D. R. Schmidt, and A. N. Cleland, *Sensors and Actuators A*, 120, 1-6, 2005.
- [4] D. L. Graham, H. Ferreira, J. Bernardo, P. P. Freitas, and J. M. S. Cabral, *J. App. Phys.* 91, 7786-7788, 2002.
- [5] H. A. Ferreira, D. L. Graham, P. P. Freitas, and J. M. S. Cabral., *J. App. Phys.* 93, 7281-7286, 2003.
- [6] D. L. Graham, H. A. Ferreira, P. P. Freitas, and J. M. S. Cabral. *Biosensors and Bioelectronics*, 18, 483-488, 2003.
- [7] D. L. Graham, H. A. Ferreira, N. Feliciano, P. P. Freitas, L. A. Clarke, and M. D. Amaral, *Sensors and Actuators B*, 107, 936-944, 2005.
- [8] G. Li et al., *J. App. Phys.*, 93, 7557-7559, 2003.
- [9] P. A. Besse, G. Boero, M. Demierre, V. Pott, and R. Popovic, *App. Phys. Lett.*, 80, 4199-4201, 2002.
- [10] G. Mihajlovic, P. Xiong, S. von Molnar, K. Ohtani, H. Ohno, M. Field, and G. J. Sullivan. *App. Phys. Lett.*, 87, 1-3, 2005.
- [11] R. Béland, thèse de doctorat, Université de Sherbrooke, Canada, 2013
- [12] L. Clark, R. Wolf, D. Granger, and Z. Taylor, *J. Appl. Physiol.*, 6, 3, 189-93, 1953
- [13] E. Arras, thèse de doctorat, Université de Grenoble, France, 2006.

-
- [14] G. Binasch, P. Grunberg, F. Saurenbach, and W. Zinn, *Phys. Rev. B*, 39, 4828–4830, 1989.
- [15] C. Reig, S. Coradoso, S. Chandra, "Giant Magnetoresistance (GMR) Sensors, Volume 6, Springer, 2013.
- [16] J. Pascal, thèse de doctorat, Université de Strasbourg, France, 2008.
- [17] L. W. Ejsing, thèse de PhD, Université Technique du Danemark (DTU), 2006.
- [18] M. F. Hansen et al. *J. Appl. Phys.* 107.124511 2010.
- [19] T. Q. Hung, thèse de PhD, Université de Chungnam, Daejeon, Corée, 2010.
- [20] R. C. O'handley, *Modern Magnetic Materials*, Wiley, New York, 2000.
- [21] T. Q. Hung, F. Terki, S. Kamara, M. Dehbaoui, S. Charar, B. Sinha, C. Kim, P. Gandit, Il'ya A. Gural'skiy, G. Molnar, L. Salmon, H. J. Shepherd, and A. Bousseksou, *Angew Chem Int Ed.* 52, 1185, 2013.