



**HAL**  
open science

# La lévitation Diamagnétique à l'Echelle Micrométrique: Applications et Possibilités

Christian Pigot

► **To cite this version:**

Christian Pigot. La lévitation Diamagnétique à l'Echelle Micrométrique: Applications et Possibilités. Sciences de l'ingénieur [physics]. Institut National Polytechnique de Grenoble - INPG, 2008. Français. NNT: . tel-00377393

**HAL Id: tel-00377393**

**<https://theses.hal.science/tel-00377393>**

Submitted on 21 Apr 2009

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

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

# THÈSE

pour obtenir le grade de

**DOCTEUR de Grenoble INP**

**Spécialité : « Génie Électrique »**

préparée au **Grenoble Génie Electrique Lab (G2ELab), UMR 5529**  
dans le cadre de **l'Ecole Doctorale « Électrotechnique, Électronique, Automatique  
Télécommunication, Signal »**

présentée et soutenue publiquement

par

**Ch. Pigot**

4 Novembre 2008

---

## **La lévitation Diamagnétique à l'Echelle Micrométrique: Applications et Possibilités**

**Directeur de thèse : Gilbert Reyne**

**Co-encadrant : Guylaine Poulin**

### **JURY**

M.	B.	MULTON,	Président
M.	H.	BLEULER,	Rapporteur
M.	A.	BOSSEBOEUF,	Rapporteur
M.	E.	BEAUGNON,	Examineur
M.	B.	DELINCHANT,	Examineur
M.	S.	RENARD,	Examineur
Mme	G.	POULIN,	Co-encadrant de thèse
M.	G.	REYNE,	Directeur de thèse



# Remerciements

Je suis très reconnaissant à Mr B. Multon de son intérêt pour ces travaux ainsi que de m'avoir fait l'honneur de présider le jury. Je remercie également, à double titre, MM H. Bleuler et A. Bosseboeuf, rapporteurs de cette thèse. D'une part pour des raisons professionnelles vos domaines scientifiques différents montrent que ces travaux se situent à l'intersection du magnétisme et des microsystèmes et ont un intérêt dans les deux domaines. Et d'autre part pour des raisons personnelles, ces travaux sont ainsi reconnus par mes deux pays d'origine : la Suisse et la France. Je tiens à témoigner ma reconnaissance à MM E. Beaugnon et S. Renard pour leur participation au jury.

Je remercie Benoit D. pour son dynamisme et les discussions sur la modélisation des phénomènes diamagnétiques et leurs applications.

Un grand merci à Guylaine qui fut un encadrant attentif et intéressé aux (très) nombreux problèmes que soulève une thèse. Mais également à Gilbert pour m'avoir associé à ce nouveau pant de la recherche scientifique. Ce qui m'a permis de découvrir une partie extrêmement ludique du magnétisme. Je vous suis reconnaissant m'avoir laissé l'explorer suivant ma voie. Je tiens à m'excuser pour l'apparition de cheveux blancs. Il y a une chose dont je suis maintenant sûr : j'aimerais pas être mon encadrant. Je vous remercie donc pour votre courage et votre patience à m'enseigner le métier de chercheur, ce qui s'avère inestimable.

Je tiens également à témoigner ma gratitude envers MM S. Basrou et A. Bosseboeuf (une fois encore) pour avoir contribué à ce que je puisse aller au Japon et remotivé afin d'y commencer ma carrière.

J'aurais quelques mots pour Ch. Jandey avec qui nous avons eu de grandes discussions au cours desquelles nous avons refait la physique<sup>1</sup>, V. Haguet pour l'intérêt qu'il porte à ce sujet. Merci à Orphé et Jérôme, votre enthousiasme pour la recherche a été une réelle source de motivation.

Je souhaite aussi remercier les collègues doctorants : Hichem précurseur dans la lévitation diamagnétique, Hyneck (merci d'être venu à ma soutenance de pot ainsi qu'à la traditionnelle soutenance qui l'a précédé), Diana pour les super idées cadeaux (Mag s'associe à moi), Dan à qui j'ai posé beaucoup de questions sur la vie, la mort ou le prix de la baguette de batterie, Aline la maline, ce cher Chevreuil (ce fut court, certes, mais ce fut bon), Mikail. Et bien sûr  $\pi$ paul, professionnel du serrage de pognes, dynamique et joyeux compagnon de (in ?)fortune. Sans oublier Louigibross pour ton soutien, ta disponibilité et tes concours à la c\*\*<sup>2</sup>. Bien

---

<sup>1</sup>Nous n'aurions pas eu la prétention de refaire la science

<sup>2</sup>Je crois que l'on s'est fait remarqué pour nos 3 bouteilles de Tsuicka à 4 dans le resto à Cluj,

que n'étant pas microns (chacun ses défauts...), je cite également : Bruno (As tu appris à jouer à Mordheim depuis la dernière fois?), Cedric, Oussem les magnétothermiciens, Laurence (promis je viendrai plus te voir pour des bugs de CADES), Philippe, Olivier.

Je tiens à m'excuser auprès de deux personnes qui m'ont fortement aidé, tant du point de vu scientifique que personnel, pendant ma thèse, que j'ai malheureusement oublié d'inviter à la soutenance : Nora (avec elle l'équipe micro et nano magnétisme de l'Institut Néel) et Lalaw.

Je suis également heureux que ma route ait croisé, au court des quelques confrences auxquelles j'ai pu assister, celles de Fabiola, Sarah, Dimitri, Lucien, Patrick, Fanny, Fred (merci pour le jeu de cartes, il a sauvé des vies), Sacha (Thanks you I did not miss the plane)...

je remercie également le public d'avoir suivi ce qui restera surement un des plus beau One-man-show de l'histoire des sciences. A moins que tu ne te soit endormi pendant la soutenance, dans ce cas merci de ne pas avoir ronflé trop fort et maintenu l'illusion.

Je te remercie également toi, lecteur, de prendre le temps de lire ce manuscrit qui t'es destiné et à la contribution duquel toutes les personnes sus nommée ont participé (tu ne t'arrêteras donc pas aux remerciements, n'est ce pas?).

Je tiens en outre avoir quelques mots pour les personnes qui aux cours de ces années supporté mes sautes d'humeurs, motivations, organistions<sup>3</sup>... En vrac : Noix pour les randos (même si je doit reconnaitre que l'efficacité au travail le lundi suivant est plus proche de 0 que de 1), Nico pour les innombrables leçons de Go que j'ai pu te donner sous forme de roustess plus ou moins sévères<sup>4</sup>, Jiël pour un tas de petites choses qui néanmoins changent la vie<sup>5</sup>, Jibé pour ta contribution active à l'éradication de la malédiction du quatrième, Gilles pour les Calvin & Hobbes<sup>6</sup>, Denis pour nos romantiques soirées au clairs de lune, Elodie, Charlotte malgré les cochonneries que tu mets dans le bac à bières, Ethaniael, Mag, Cedrik. Et bien d'autre encore...

Ces remerciements peuvent sembler quelques peut réducteur, mais ils sont néanmoins sincères et bien au delà de ce que traduisent ces quelques mots. Il m'est impossible d'exprimer ce vous avez pu m'apporter, après tout je soutient une thèse en science, pas en lettres. Ceci est tout particulièrement vrai pour ma famille tant ancienne que nouvelle.

Simon pour avoir toujours maintenu le contact malgré mes longues périodes de silence. Mes parents pour m'avoir toujours soutenu au cours de ces (trop?) longues études, quand bien même je n'étais pas sûr de la direction dans laquelle j'allais.

Et enfin ma chère et tendre moitié, Mag, pour tout son soutien dans les moments difficiles, pour sa patience, pour son aide et pour sa présence tout simplement.

---

à moins que ce ne soit pour les 4 plats supplémentaires

<sup>3</sup>Comment ça la condition première pour que l'organisation saute est l'existence d'une ombre d'organisation?

<sup>4</sup>hein? C'est pas la bonne répartition des rôles? Mais non, souvient toi j'ai toujours été blanc avec plein de pierres de handicap. Si, Si, je t'assure.

<sup>5</sup>6 mois d'amour fou, Wanted, champagne, rando, coinches, bières, La figure II.34...

<sup>6</sup>Ce qui m'a permis de briller en société grâce à des citations judicieusement placées.

# Table des matières

<b>Introduction Générale</b>	<b>1</b>
<b>1 Diamagnétisme : Généralités</b>	<b>5</b>
1.1 Introduction . . . . .	7
1.2 Propriétés magnétiques des matériaux . . . . .	8
1.2.1 Ferromagnétisme . . . . .	8
1.2.2 Paramagnétisme . . . . .	9
1.2.3 Diamagnétisme . . . . .	9
1.2.4 Conclusion et bilan . . . . .	10
1.3 Conséquences comportementales macroscopiques . . . . .	10
1.3.1 Hypothèse . . . . .	11
1.3.2 Energie . . . . .	11
1.3.3 Force diamagnétique . . . . .	12
1.3.4 Couple . . . . .	14
1.3.5 Comparaison avec les matériaux paramagnétiques . . . . .	29
1.3.6 Cas d'une particule anisotrope . . . . .	30
1.3.7 Conclusion sur le comportement d'un matériau diamagnétique	32
1.4 Lévitiation diamagnétique . . . . .	32
1.4.1 Généralités sur la lévitation . . . . .	32
1.4.2 Théorème d'Earnshaw . . . . .	36
1.4.3 Le diamagnétisme : une exception au théorème d'Earnshaw .	39
1.4.4 Conclusion sur la lévitation . . . . .	43
1.5 Conclusion du chapitre I . . . . .	43
<b>2 Etat de l'Art et Lois de Réduction d'Echelle</b>	<b>47</b>
2.1 Introduction . . . . .	49
2.2 Applications du diamagnétisme . . . . .	50
2.2.1 Force magnétique sur un corps diamagnétique . . . . .	50
2.2.2 Force diamagnétique sur un aimant . . . . .	60
2.2.3 Conclusion sur les applications . . . . .	66
2.3 Amplification de l'effet diamagnétique . . . . .	66
2.3.1 Influence du champ . . . . .	67
2.3.2 Influence de la susceptibilité . . . . .	70
2.3.3 Influence du gradient de champ . . . . .	71
2.3.4 Conclusion sur l'amplification de l'effet diamagnétique . . .	72
2.4 Diamagnétisme et réduction d'échelle . . . . .	72

2.4.1	Carte de champ . . . . .	73
2.4.2	Energie . . . . .	78
2.4.3	Force . . . . .	78
2.4.4	Couple . . . . .	79
2.4.5	Conclusion sur la réduction d'échelle . . . . .	80
2.5	Conclusion du chapitre II . . . . .	81
<b>3</b>	<b>Lévitiation à l'Echelle Micrométrique</b>	<b>85</b>
3.1	Introduction . . . . .	87
3.2	Simulations . . . . .	87
3.2.1	Validation des méthodes de simulation . . . . .	88
3.2.2	Simulation d'un cas simple . . . . .	97
3.2.3	Conclusion sur la simulation . . . . .	103
3.3	Mise en oeuvre de la lévitation . . . . .	103
3.3.1	Réalisation des aimants . . . . .	103
3.3.2	Lévitiation du bismuth dans l'air . . . . .	106
3.3.3	Autres matériaux . . . . .	113
3.3.4	Lévitiation d'un aimant . . . . .	116
3.3.5	Conclusion sur la mise en oeuvre de la lévitation . . . . .	120
3.4	Conclusion du chapitre III . . . . .	120
<b>4</b>	<b>Possibilités et Applications Potentielles</b>	<b>123</b>
4.1	Introduction . . . . .	125
4.2	Capteurs . . . . .	125
4.2.1	Accéléromètre . . . . .	125
4.2.2	Inclinomètre . . . . .	138
4.2.3	Capteur de force - Application à l'étude d'interactions entre particules en lévitation . . . . .	150
4.2.4	Mesure de la position de la masse en lévitation . . . . .	156
4.2.5	Conclusion sur les capteurs . . . . .	160
4.3	Moyens d'actionnement . . . . .	160
4.3.1	Actionnement par diamagnétophorèse . . . . .	161
4.3.2	Actionnement par diélectrophorèse . . . . .	163
4.3.3	Actionnement par inclinaison de la structure . . . . .	165
4.3.4	Actionnement optique . . . . .	168
4.3.5	Bilan des moyens d'actionnement . . . . .	180
4.4	Conclusion du chapitre IV . . . . .	181
<b>5</b>	<b>Intégration Technologique et Limitations Physiques</b>	<b>183</b>
5.1	Introduction . . . . .	185
5.2	Intégration des microaimants . . . . .	185
5.2.1	Cobalt-Platine . . . . .	185
5.2.2	Néodyme-Fer-Bore . . . . .	186
5.2.3	Samarium-Cobalt . . . . .	186
5.2.4	Conclusion . . . . .	187
5.3	Intégration dans un procédé de fabrication collective . . . . .	187

5.3.1	Etapes technologiques nécessaires . . . . .	188
5.3.2	Faisabilité théorique . . . . .	191
5.3.3	Difficultés liées au projet Nanomag . . . . .	192
5.3.4	Applications attendues du procédé en cours . . . . .	195
5.3.5	Conclusion sur le projet Nanomag . . . . .	197
5.4	Limites imposées par l'agitation thermique . . . . .	197
5.4.1	Etude simplifiée de l'impact de l'échelle . . . . .	198
5.4.2	Détermination précise de la plage d'utilisation de la lévitation diamagnétique . . . . .	201
5.4.3	Extrapolation . . . . .	202
5.5	Conclusion du chapitre V . . . . .	205
	<b>Conclusion générale</b>	<b>207</b>
	<b>Etapes du procédé de fabrication du projet Nanomag</b>	<b>213</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>217</b>



# Introduction Générale

Le poids est une force que nous subissons en permanence dans notre quotidien. S'en soustraire constitue l'un des plus vieux rêves de l'humanité. Pourtant, la mise en lévitation de certains objets est possible. Ils flottent alors dans les airs en paraissant n'avoir aucun soutien, apparemment au mépris des lois de la physique. Une définition de la lévitation se doit donc de prendre en compte cet aspect surprenant, émerveillant et non-intuitif de la sustentation et ainsi laisser place à l'imaginaire. La notion de lévitation pourrait alors être résumée ainsi : *manière fascinante de se soustraire à l'action de la gravité.*

On comprend qu'il soit à priori difficile à la science de proposer des moyens pour parvenir à la lévitation. D'un côté, on lui demande l'objectivité requise pour une compréhension et une maîtrise de l'univers qui nous entoure. D'un autre, on lui demande de laisser une place à la subjectivité nécessaire à la fascination.

Paradoxalement, la science parvient à réunir ces deux antagonismes à l'aide du diamagnétisme, entre autre. Cette propriété magnétique de la matière est la réponse de la plupart des matériaux lorsqu'ils sont soumis à un champ magnétique. Cette réponse se traduit par la création, au sein du matériau, d'un champ s'opposant au champ magnétique excitateur. Dans sa forme la plus spectaculaire, ce phénomène se manifeste par une force de répulsion qui repousse le corps diamagnétique hors des zones de champ important. Il a été montré que ce phénomène peut être utilisé pour la lévitation. C'est même l'une des formes de lévitation les plus remarquables : elle est statique, stable et ne nécessite aucun apport d'énergie. De plus, elle est possible dans l'air et à température ambiante. La lévitation diamagnétique présente donc de nombreux avantages, ce qui laisse le champ libre à la créativité et à l'invention.

Cependant, à moins d'utiliser les meilleurs matériaux diamagnétiques et des champs magnétiques très intenses, les forces liées au diamagnétisme sont rarement suffisantes pour parvenir à compenser le poids et assurer la lévitation. Aussi, des moyens d'augmenter l'amplitude des forces d'origine diamagnétique sont recherchés. Parmi ceux-ci, l'effet de la réduction d'échelle est une voie prometteuse. L'étude de cet effet est l'objectif premier de ces travaux de thèse.

L'équipe Microsystèmes Magnétiques du G2ELab a été constituée en 2003 avec pour vocation d'explorer l'influence de la réduction d'échelle sur les phénomènes magnétiques. Elle a déjà montré l'intérêt et l'efficacité des microsystèmes utilisant les interactions aimants/aimants, à travers des applications de microactionneurs bistables magnétiques, et des microsystèmes utilisant les interac-

tions aimant/courant, avec le développement de moteurs et de générateurs sub-millimétriques. Le diamagnétisme s'inscrit pleinement dans la thématique d'étude en échelle des interactions aimants/ matériau induit. La question est donc de savoir si ce phénomène devient significatif lors d'une réduction d'échelle. Une première thèse au G2ELab a été soutenue sur ce sujet en 2007 par H. Chetouani. Elle a montré la faisabilité de la lévitation diamagnétique à l'échelle micrométrique. Elle a également permis d'explorer les possibilités de cette lévitation dans le domaine des microsystèmes pour la biologie. Elle a, en outre, abouti à la lévitation de gouttelettes d'eau sur des microaimants et au confinement diamagnétique de cellules.

Notre objectif est ici d'approfondir notre compréhension du comportement d'une particule diamagnétique, de démontrer que la lévitation diamagnétique offre des alternatives intéressantes dans le domaine des microcapteurs, de fournir des méthodes originales de manipulation des microparticules et de proposer des solutions pour une intégration future de la lévitation dans des systèmes sur puce.

Dans ce but, ce document de thèse est découpé en cinq chapitres.

Dans le premier, nous reviendrons sur les spécificités du diamagnétisme, afin de comprendre en quoi la lévitation diamagnétique est si particulière. Nous étudierons tout d'abord les lois régissant le comportement des corps diamagnétiques, pour analyser ensuite la lévitation. Nous verrons alors que la lévitation diamagnétique est le seul moyen d'obtenir une lévitation stable, statique et passive à température ambiante.

Puis, dans le deuxième chapitre, nous montrerons à travers une étude bibliographique que le diamagnétisme a déjà été utilisé comme principe de base pour des capteurs et des actionneurs, malgré la faible amplitude de ses manifestations. Après quoi, nous utiliserons les lois établies au premier chapitre pour évaluer tous les moyens de rendre la force diamagnétique significative. Nous verrons alors, théoriquement, que la réduction d'échelle est un excellent moyen pour y parvenir.

Dans le chapitre suivant, nous analyserons le comportement d'une particule de bismuth de dimension micrométrique en lévitation au-dessus de microaimants. Cette étude sera conduite à l'aide d'outils analytiques et elle sera ensuite confirmée expérimentalement.

Le quatrième chapitre sera consacré aux potentialités d'un objet en lévitation dans un microsystème. Nous étudierons l'apport de la lévitation diamagnétique aux microcapteurs ainsi qu'aux microactionneurs.

Enfin, dans le cinquième et dernier chapitre, nous analyserons en détail les difficultés liées à la mise en oeuvre de la lévitation dans un microsystème et quelles contraintes de dimensionnement en découlent. Puis nous montrerons comment il est possible d'intégrer un dispositif mis en lévitation dans un procédé de fabrication utilisant les microtechnologies.

Ces travaux exploratoires ont donc pour finalité de préciser et d'approfondir les spécificités du diamagnétisme, ainsi que d'étudier diverses possibilités d'exploiter ce phénomène à l'échelle micrométrique.





# Chapitre 1

## Diamagnétisme : Généralités



## 1.1 Introduction

En présence d'un champ magnétique  $H$ , un matériau présente une réaction magnétique  $M$  appelée aimantation. Dans le cas le plus simple des matériaux linéaires, cas dans lequel nous nous placerons tout au long de ce manuscrit, l'aimantation est proportionnelle à l'excitation :

$$M = \chi H \quad (1.1)$$

Le coefficient de proportionnalité  $\chi$  est appelé susceptibilité. Elle varie, en valeur, de  $10^{-6}$  pour les matériaux les plus faiblement magnétiques à  $10^6$  pour les plus facilement aimantables, mais elle varie également en signe (Fig : 1.1). Une susceptibilité positive implique que l'aimantation est du même sens que l'excitation et la renforce au sein du matériau. A l'inverse, une susceptibilité négative implique une aimantation opposée au champ et qui le diminue. Enfin, une susceptibilité faible, inférieure à 1, implique que le champ extérieur domine, alors que pour une susceptibilité forte, supérieure à 1, le champ créé par le matériau amplifie significativement le champ extérieur.

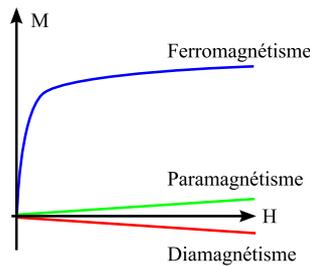


FIG. 1.1 – Evolution schématisée de l'aimantation des trois principaux types de matériaux magnétiques en fonction du champ magnétique excitateur.

Le génie électrique utilise presque exclusivement des matériaux à forte susceptibilité positive, puisqu'ils présentent une réponse magnétique très importante. Les matériaux diamagnétiques ayant une susceptibilité faible ne sont généralement pas utilisés, ni leurs comportements étudiés.

Nous proposons, au cours de ce chapitre, de revenir sur les propriétés des matériaux diamagnétiques. Nous nous intéresserons plus exactement aux conséquences du signe négatif de leur susceptibilité. Les conséquences de la faible amplitude de leur réponse magnétique seront traitées au chapitre II.

Ce chapitre sera composé de trois parties. Dans un premier temps, nous comparerons les propriétés magnétiques des matériaux diamagnétiques à celles des autres matériaux présentant un effet magnétique induit en examinant, très succinctement, l'origine du magnétisme de la matière. Dans un second temps, nous analyserons le comportement d'une particule diamagnétique dans un champ. Nous pourrions alors comprendre, dans un troisième et dernier temps, la manifestation la plus spectaculaire du diamagnétisme : la lévitation.

## 1.2 Propriétés magnétiques des matériaux

Dans certains cas, l'aimantation d'un matériau s'explique par la présence, au niveau atomique, de moments magnétiques permanents. L'orientation de ces moments par rapport à un champ inducteur caractérise la réponse magnétique de ces matériaux à un champ extérieur. En terme magnétique, ils peuvent donc être classés en fonction de cette réponse. Cette orientation peut être facile (le matériau est alors dit ferromagnétique) ou bien difficile (le matériau est alors dit paramagnétique). Dans d'autres cas, ces moments apparaissent qu'en présence d'un champ. Ils sont alors dits induits. Il en est ainsi pour les matériaux diamagnétiques [90].

Le magnétisme est un effet physique qui nécessite l'utilisation de la physique quantique pour sa compréhension complète. Néanmoins, la physique classique permet de se faire une idée, bien qu'inexacte, et d'expliquer de manière simple les différents types de magnétismes [43]. Nous cherchons ici à brosser un rapide portrait des trois grandes classes de matériaux habituellement utilisées afin d'en analyser les propriétés, leur origine et leur susceptibilité.

### 1.2.1 Ferromagnétisme

Les atomes des matériaux ferromagnétiques possèdent des moments permanents. Du fait des fortes interactions entre moments proches, l'orientation d'un moment est liée à celle de ses voisins et par suite, elle est négligeablement influencée par l'agitation thermique. En l'absence de champ, ces moments s'orientent de sorte à minimiser l'énergie magnétostatique globale, c'est à dire que le matériau présente une aimantation globale quasi-nulle. Par contre, en présence d'un champ excitateur, chaque moment tend à s'aligner facilement dans la direction du champ et y est maintenu par ses voisins.

Les matériaux ferromagnétiques sont donc faciles à aimanter, même en présence d'un champ faible. En conséquence, leur susceptibilité est importante, de 100 à  $10^6$ . Lorsque tous les moments sont alignés, un niveau de saturation est atteint. La susceptibilité est alors proche de 0 (Fig 1.1).

Lors de la suppression du champ magnétique extérieur, l'aimantation persiste plus ou moins. A ce stade, plusieurs types de comportements sont possibles : durs ou doux.

Les matériaux magnétiques doux ont une réponse unique à un niveau d'excitation et lorsque cette excitation est supprimée, ils perdent leur aimantation. Dit autrement, l'orientation des moments revient dans un état comparable à l'état initial. Aimantés, l'influence de ces matériaux sur le champ extérieur est importante. En effet, il est énergétiquement beaucoup plus facile pour le champ magnétique de les traverser que de traverser le vide ou l'air (Fig. 1.2(a)). Ils sont donc très couramment utilisés pour canaliser ou concentrer le champ.

Les matériaux magnétiques durs, communément appelés aimants, présentent une forte hystérésis. Ainsi, lorsque le champ excitateur est retiré, de nombreux

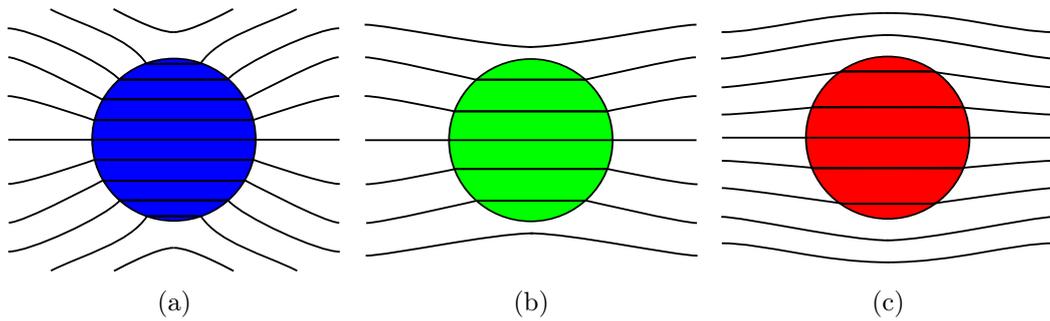


FIG. 1.2 – Déformation des lignes de champ aux alentours d'un corps (a) Ferromagnétique, (b) Paramagnétique et (c) Diamagnétique

moments restent orientés (effet mémoire). Ces matériaux créent alors leur propre champ magnétique, dit permanent. Ils sont donc utilisés en tant que sources de champ magnétique.

Tous les matériaux ferromagnétiques sont fortement attirés par les zones de champs forts. En effet, leur présence diminue significativement l'énergie magnéto-statique requise pour aimanter le milieu.

### 1.2.2 Paramagnétisme

Les matériaux paramagnétiques possèdent des moments permanents libres de s'orienter dans toutes les directions. Ainsi en l'absence de champ magnétique, aucune direction n'est privilégiée et l'aimantation globale est nulle.

En présence d'un champ, chacun de ces moments permanents s'aligne dans le sens du champ. L'énergie d'interaction entre moments est faible, inférieure à l'agitation thermique. Celle-ci réoriente aléatoirement les moments et s'oppose à l'organisation due à la présence du champ [43] [90]. Quoique très faible, une aimantation globale apparaît néanmoins dans le sens de l'excitation.

Ces matériaux ont donc une susceptibilité positive, faible et dépendante de la température. A température ambiante, la susceptibilité de tels matériaux varie de  $10^{-3}$  à  $10^{-5}$ , soit environ  $10^8$  fois inférieure aux matériaux ferromagnétiques.

Leur susceptibilité très légèrement supérieure à 0 les rend plus faciles à traverser par le champ magnétique que le vide ou l'air (Fig. 1.2(b)). Par voie de conséquence, ils sont légèrement attirés par les zones de champs importants.

### 1.2.3 Diamagnétisme

#### 1.2.3.1 Origine du diamagnétisme

Dans la théorie classique, le mouvement d'un électron autour d'un atome est modélisé par une spire supraconductrice, c'est à dire sans résistance [90]. Lorsqu'un champ magnétique est appliqué, ce modèle permet de comprendre la modification

du courant dans la spire par application de la loi de Lenz. Cette modification est telle qu'il en résulte un flux s'opposant au champ inducteur. Il apparaît donc un moment magnétique atomique. La somme de tout les moments induits se traduit par une aimantation globale du corps dite diamagnétisme et qui est en opposition au champ inducteur [47] [72] [90].

### 1.2.3.2 Conséquences

De par sa nature même, le diamagnétisme est une réponse de l'ensemble des atomes de la matière à une excitation magnétique. Les théories et mesures actuelles permettent de montrer que la susceptibilité diamagnétique est négative et varie entre  $10^{-6}$  et  $10^{-4}$ , selon le matériau.

Il est à noter que, selon ce modèle, un électron en rotation autour d'un noyau ne subit aucun frottement. Un état donné, quel qu'il soit, se conserve donc. Tant que le champ magnétique reste constant, il n'y a ainsi pas de variation du moment magnétique induit. Ce ne sont que les variations de champs qui induisent, par loi de Lenz, des variations de courant et donc de moment. Les corps diamagnétiques restent aimantés tant que le champ inducteur est présent et s'y adapte s'il est modifié [47] [72] [90].

### 1.2.4 Conclusion et bilan

Le ferromagnétisme, le paramagnétisme et le diamagnétisme sont des phénomènes magnétiques induits. L'origine des deux premiers est due à la présence de moments permanents au niveau atomique. La facilité avec laquelle ces moments s'orientent dans le champ différencie ces matériaux. Dans les deux cas, ils s'orientent dans le sens du champ inducteur. La susceptibilité des matériaux ferromagnétiques et paramagnétiques est donc positive. Le diamagnétisme est également un phénomène induit, dont l'origine est toutefois très différente : les moments sont créés par le champ magnétique imposé et ils s'y opposent. La susceptibilité d'un matériau diamagnétique est donc négative. Cependant, ces moments induits sont faibles. Par conséquence, la susceptibilité est peu importante. L'aimantation des matériaux diamagnétiques est donc très souvent négligable et est masquée devant les autres phénomènes magnétiques.

## 1.3 Conséquences comportementales macroscopiques

L'origine du diamagnétisme étant connue, nous allons en analyser les conséquences macroscopiques sur un corps diamagnétique. L'échelle macroscopique permet de modéliser le matériau selon la théorie des milieux continus. Dans le reste du manuscrit, nous nous placerons toujours dans cette hypothèse.

Le matériau est tout d'abord considéré comme étant isotrope, c'est-à-dire que ses propriétés diamagnétiques sont identiques dans les trois directions de l'espace. Cette hypothèse simplifie considérablement la compréhension du diamagnétisme et des effets qui en découlent. Nous étudierons d'abord l'énergie puis la force et le couple subis par une particule diamagnétique placée dans un champ magnétique. Enfin, nous verrons comment ces comportements sont modifiés si le matériau s'avère être anisotrope.

### 1.3.1 Hypothèse

Placé dans un champ magnétique, un matériau diamagnétique s'aimante. Il engendre alors son propre champ magnétique  $\vec{H}_D$ . Le champ magnétique global  $\vec{H}$  est donc la somme du champ imposé  $\vec{H}_0$  et de ce champ propre :

$$\vec{H} = \vec{H}_0 + \vec{H}_D \quad (1.2)$$

Toutefois, pour les matériaux diamagnétiques, le champ propre créé par le matériau est de l'ordre de grandeur de son aimantation, donnée par l'équation (1.1), soit 4 à 6 ordres de grandeur inférieurs au champ d'excitation. Le champ  $\vec{H}_D$  est donc négligeable. On a alors :

$$\vec{H} \simeq \vec{H}_0 \quad (1.3)$$

De même pour l'induction magnétique  $\vec{B}$  :

$$\begin{aligned} \vec{B} &= \mu_0 (\vec{H} + \vec{M}) \\ &\simeq \mu_0 \vec{H} \end{aligned} \quad (1.4)$$

Dans le cas très particulier du diamagnétisme, les ordres de grandeur font que l'induction et le champ magnétique, qu'ils soient appliqués sur le matériau ou vus par celui-ci sont identiques, au premier ordre. Ainsi, nous utiliserons indifféremment les notations  $H$ ,  $H_0$ ,  $B$ ,  $B_0$ .

### 1.3.2 Energie

Considérons une particule diamagnétique placée dans un champ magnétique et dans le vide. L'énergie magnétique volumique s'exprime en tout point de l'espace par :

$$E_{magVol} = - \int_0^B \vec{H} \cdot d\vec{B} \quad (1.5)$$

Le vide et les matériaux diamagnétiques étant linéaires, cette expression se simplifie en [41] :

$$E_{magVol} = -\frac{1}{2} \vec{H} \cdot \vec{B} \quad (1.6)$$

L'énergie totale du système est donc égale à :

$$E_{mag} = -\frac{1}{2} \iiint_{V_P+V_V} \vec{H} \cdot \vec{B} dV \quad (1.7)$$

où  $V_P$  (respectivement  $V_V$ ) est le volume de la particule (respectivement du vide).

En l'absence de la particule diamagnétique, l'énergie stockée dans le vide est égale à :

$$E_{mag} = -\frac{1}{2} \iiint_{V_P+V_V} \vec{H}_0 \cdot \vec{B}_0 dV \quad (1.8)$$

L'introduction de la particule diamagnétique entraîne donc une variation d'énergie de :

$$\Delta E = -\frac{1}{2} \iiint_{V_P+V_V} (\vec{H} \cdot \vec{B} - \vec{H}_0 \cdot \vec{B}_0) dV \quad (1.9)$$

Puisque le matériau est linéaire, on peut montrer que cette variation d'énergie peut être simplifiée en [41] :

$$\Delta E = -\frac{1}{2} \iiint_{V_P} \vec{M} \cdot \vec{B}_0 dV \quad (1.10)$$

$H$  et  $H_0$  d'une part et  $B$  et  $B_0$  d'autre part sont quasiment égaux. Cette variation d'énergie est donc faible et proche de zéro.

En première approximation,  $\vec{H} = \vec{H}_0$ . On obtient donc, avec une bonne précision :

$$\Delta E = -\frac{\mu_0 \chi}{2} \iiint_{V_P} H_0^2 dV \quad (1.11)$$

Par la suite et pour simplifier, nous appellerons cette variation d'énergie, due à l'introduction d'un matériau diamagnétique de volume  $V_P$  dans le milieu, "*énergie diamagnétique*". Nous la noterons  $E_{Dia}$ . La susceptibilité d'un milieu diamagnétique est négative. L'énergie diamagnétique est donc positive et augmente avec le champ. Tout système tend à minimiser son énergie. On en déduit que les particules diamagnétiques sont repoussées des zones de champs importants vers les zones de champs faibles.

### 1.3.3 Force diamagnétique

Nous allons établir ci-dessous que les forces d'origine diamagnétique sont répulsives. Cette démonstration sera réalisée tant au niveau théorique qu'expérimental.

### 1.3.3.1 Modélisation de la force diamagnétique

L'énergie d'un corps diamagnétique est conservative. La force subie est donc égale au gradient de cette énergie :

$$\begin{aligned}
 \vec{F}_{Dia} &= -\vec{\nabla}(E_{mag}) \\
 &= -\vec{\nabla}(E_{Dia}) \\
 &= \frac{\chi\mu_0}{2} \iiint_V \vec{\nabla}(H_0^2) dV \\
 &= \chi\mu_0 \iiint_V H_0 \vec{\nabla}(H_0) dV
 \end{aligned} \tag{1.12}$$

D'autre part, les égalités de Green-Ostrogradsky permettent de réduire l'équation (1.12) [41] [63] [79] [109] :

$$\vec{F}_{Dia} = \frac{\chi\mu_0}{2} \oint_S H^2 \vec{ds} \tag{1.13}$$

où  $S$  est la surface extérieure du corps diamagnétique et  $\vec{ds}$  un élément unitaire de surface orienté selon la normale sortante.

#### 1.3.3.1.1 Analyse

La force diamagnétique peut être modélisée de différentes manières, toutes équivalentes. Plusieurs conclusions se déduisent des égalités (1.12) et (1.13) :

- La force dérive d'un gradient. Elle est donc normale aux isovaleurs d'énergie et, par extension, aux isovaleurs de  $H^2$ .
- La susceptibilité est négative, la force est donc orientée dans la direction où la norme du champ décroît.
- La force dépend de la norme du champ ainsi que de son gradient.
- La force est proportionnelle à la valeur absolue de la susceptibilité.

#### 1.3.3.2 Exemple de mise en évidence de la force diamagnétique

Le diamagnétisme est un phénomène extrêmement faible et habituellement négligé. Afin que les effets qui y sont liés soient perceptibles à l'échelle millimétrique, il est nécessaire d'utiliser les meilleurs matériaux :

- Des aimants permanents de bonne qualité, par exemple du NdFeB.
- Un bon matériau diamagnétique, par exemple du bismuth ou du graphite pyrolytique.

Nous mettrons les forces diamagnétiques en évidence grâce à un morceau de bismuth suspendu par un long fil de coton. Le fil est choisi suffisamment long, ici une cinquantaine de centimètres, afin que la moindre force suffise au déplacement du morceau de bismuth dans le plan horizontal (Fig. 1.3(a)). Le coton est un

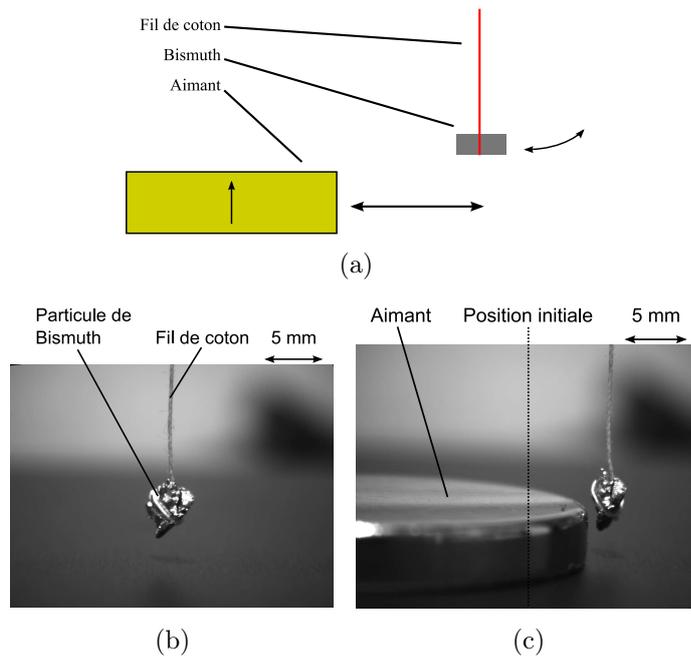


FIG. 1.3 – Mise en oeuvre expérimentale de la force diamagnétique (a) Schéma de principe, (b) Position du matériau diamagnétique en l'absence d'aimant (c) Nouvelle position en présence de l'aimant

matériau fréquemment utilisé pour les mesures de susceptibilité magnétique de haute sensibilité, parce qu'il ne joue aucun rôle au niveau magnétique.

En l'absence de champ, la position d'équilibre de la particule diamagnétique est à l'aplomb du point d'attache du fil (Fig. 1.3(b)). Un aimant est approché. La particule quitte sa position d'équilibre et s'éloigne de l'aimant (Fig. 1.3(c)). Il y a donc une interaction répulsive entre la source de champ magnétique et la particule diamagnétique. Ceci est remarquable, car la plupart des forces connues (gravité, force magnétique, force électrostatique entre électrodes, Van der Waals...) sont attractives.

### 1.3.4 Couple

L'orientation d'une particule en lévitation a déjà été étudiée par le passé, sans toutefois aboutir à des conclusions claires. Ainsi Jones [58] et Durand [41] proposent une formule analytique montrant que les particules diamagnétiques, s'orientent parallèlement aux lignes de champs. Néanmoins, ailleurs dans son ouvrage, Durand explique, en quelques phrases succinctes, que les particules s'orientent par rapport aux gradients de champ. Pour certaines applications, ceci conduit à des résultats opposés. Pelerine [72], partant du principe que la susceptibilité est négative, suppose que le comportement de particules diamagnétiques est opposé à celui de particules ferromagnétiques ou paramagnétiques : elles doivent donc s'orienter perpendiculairement aux lignes de champ. Ceci semble confirmé par l'expérience de Nakaoka [67] sur les paramécies. Enfin, Hamai & al. [48] montrent qu'une particule en lévitation

ne s'oriente pas par rapport aux lignes de champ. En effet, ils mettent en lévitation un cigare de paraffine dans un aimant supraconducteur. En faisant varier le champ créé par l'aimant, le corps en lévitation s'oriente verticalement ou horizontalement. Pourtant les lignes de champ sont toujours verticales. Hamai en conclut donc qu'il faut s'intéresser aux lignes d'isoénergie pour connaître l'orientation d'une particule diamagnétique, sans toutefois explorer plus en avant cette idée.

Une étude plus poussée est donc nécessaire. Pour cela, nous allons reprendre la définition du couple magnétique total subi par une particule magnétique fournie par Durand [41]. Nous l'appliquerons pour le diamagnétisme :

$$\Gamma = \iiint \vec{M} \wedge \vec{B} dV + \iiint \vec{OM} \wedge \vec{F}_{Dia} dV \quad (1.14)$$

Avec O le centre de gravité et M un point courant du corps diamagnétique et  $F_{Dia}$  la force diamagnétique élémentaire. Le couple diamagnétique a donc deux composantes (Fig. 1.4) :

- $\vec{M} \wedge \vec{B}$  : un moment magnétique s'aligne par rapport aux lignes de champ, ainsi lorsque le moment de la particule n'est pas parallèle aux lignes d'induction, une rotation apparaît. Du fait de son anisotropie de forme ou de son anisotropie magnétique, un corps diamagnétique peut avoir une aimantation non parallèle à l'induction qui crée alors un couple. Cette composante du couple magnétique ne requiert aucune condition sur le champ et est présente tant en champ homogène qu'en champ inhomogène. Toutefois elle ne peut être calculée facilement que dans quelques cas simples en champ homogène. Par la suite, nous ferons référence à cette composante par "*couple en champ homogène*".
- $\vec{OM} \wedge \vec{F}_{Dia}$  : une répartition inhomogène de la force au sein du corps diamagnétique crée un couple. Ceci nécessite donc un champ inhomogène. Comme nous le verrons par la suite, dans les cas traités au cours de ces travaux, cette composante du couple, lorsqu'elle existe, prédomine. Nous ferons donc référence à cette composante du couple diamagnétique par "*couple en champ inhomogène*".

Il est à noter que Mikelson & al. [62] expliquent l'orientation d'une particule diamagnétique suivant un découplage similaire des phénomènes :

- une particule isotrope dans un champ homogène
- une particule isotrope dans un champ inhomogène
- une particule anisotrope dans un champ homogène

A ces trois cas, il conviendrait d'en ajouter un quatrième :

- une particule anisotrope dans un champ inhomogène

ce qui confirme la pluralité des phénomènes intervenant dans l'orientation d'une particule diamagnétique.

Nous rapellons que dans cette section, nous nous intéressons au cas d'une particule dont les propriétés diamagnétiques sont isotropes. Les matériaux anisotropes feront l'objet d'une section spécifique.

Nous allons montrer ci-après quelle est l'orientation d'une particule en lévitation ainsi que l'expression du couple dans un champ homogène et dans un champ

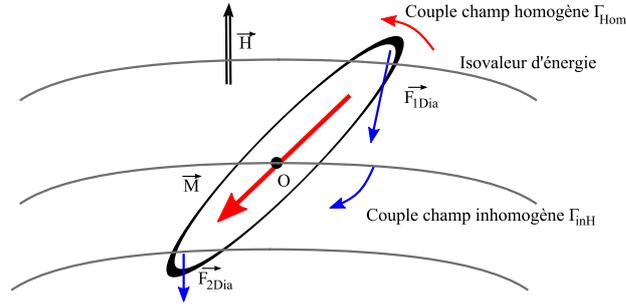


FIG. 1.4 – Couples subis par une particule diamagnétique dans un champ magnétique. Etant donné que par hypothèse  $H$  est très proche de  $H_0$ , l'angle entre l'aimantation et le champ magnétique est très faible. Pour des raisons pédagogiques, il est ici exagéré.

inhomogène. A partir de ces expressions, nous pourrons alors déterminer, dans le cas le plus général, la composante du couple prédominant dans l'orientation de la particule. Pour cela, nous mettrons en place un critère, dit critère d'orientation. Enfin, nous tenterons de mettre expérimentalement en évidence chacun de ces couples.

### 1.3.4.1 Couple en champ homogène

Du fait de sa forme irrégulière, une particule est plus facile à aimanter suivant certaines directions que d'autres. Il est donc énergétiquement moins coûteux d'orienter dans le sens du champ la direction suivant laquelle l'aimantation est facilitée. Ainsi une particule diamagnétique subit un couple l'orientant suivant les lignes de champ. Il est exprimé par :

$$\Gamma_{Hom} = \iiint \vec{M} \wedge \vec{B} \quad (1.15)$$

Ce couple est présent, que le champ soit homogène ou inhomogène. Nous nous focaliserons ici sur le cas du champ homogène. D'une part parce que c'est le seul cas où il est possible de recourir à une simulation analytique. D'autre part, il permet de conclure qualitativement quant à l'orientation due à la direction de facile aimantation de la particule. Les résultats qualitatifs obtenus pourront donc être étendus aux champs inhomogènes.

Toutefois, il convient de noter que cet effet repose sur le fait que, placé dans un champ, un matériau diamagnétique crée son propre champ auto-influencant alors son aimantation. Dans le cas des matériaux ferromagnétiques, ce champ est appelé champ démagnétisant. Or jusqu'alors, nous avons négligé cet effet, car 4 à 6 ordres de grandeur plus faible que l'excitation. On comprend donc que le couple résultant du désalignement de l'aimantation et du champ soit extrêmement faible. Toutefois, il est le seul effet présent en champ homogène, il est donc nécessaire d'en tenir compte.

Nous donnerons ici une expression du couple dans un cas simple, extraite de la

littérature, nous déterminerons ensuite l'orientation d'une particule diamagnétique en champ homogène. Nous nous servirons alors de ces résultats afin de les extrapoler à des géométries de particules et des configurations de champ plus générales.

### 1.3.4.1.1 Expression

L'influence de l'anisotropie de forme sur l'aimantation de la particule est représentée par la matrice de champ démagnétisant. Cette matrice est calculable analytiquement dans le cas d'un ellipsoïde de révolution. Nous allons donc dans un premier temps nous en tenir à ce cas (Fig : 1.5).

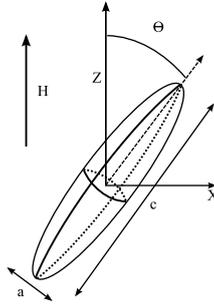


FIG. 1.5 – Schéma du système pour le calcul du couple magnétique

En champ homogène, le couple subi par un ellipsoïde vaut [22] [41] [58] :

$$\Gamma_{Hom} = \frac{4a^2c}{3} \mu_0 H_0^2 \chi^2 \frac{(D_c - D_a)}{(1 + \chi D_c)(1 + \chi D_a)} \cos(\theta) \sin(\theta) \quad (1.16)$$

où  $\theta$  est l'angle de rotation et est défini comme étant l'angle entre la direction du champ magnétique et l'axe de révolution de l'ellipsoïde.  $D_c$  et  $D_a$  sont les coefficients de champ démagnétisant, également appelés facteurs de champ démagnétisant, selon les axes  $c$  et  $a$  respectivement<sup>1</sup>. En négligeant les termes  $\chi D_i$  devant 1 et en utilisant une égalité trigonométrique, l'expression précédente peut-être simplifiée en :

$$\Gamma_{Hom} = \frac{2a^2c}{3} \mu_0 H_0^2 \chi^2 (D_c - D_a) \sin(2\theta) \quad (1.17)$$

<sup>1</sup>Ils se calculent analytiquement et valent [22] :

$$\text{si } c > a \begin{cases} D_c = \frac{1}{r^2 - 1} \left( \frac{r}{\sqrt{r^2 - 1}} \operatorname{argch}(r) - 1 \right) \\ D_a = \frac{1}{2} (1 - D_c) \end{cases}$$

$$\text{si } c < a \begin{cases} D_c = \frac{1}{1 - r^2} \left( \frac{r}{\sqrt{1 - r^2}} \operatorname{argch}(r) - 1 \right) \\ D_a = \frac{1}{2} (1 - D_c) \end{cases}$$

avec  $r = \frac{c}{a}$ .

### 1.3.4.1.2 Orientation

Le système est à l'équilibre si le couple est nul, donc lorsque  $\theta = 0 \left[ \frac{\pi}{2} \right]^2$ . La stabilité de l'équilibre est déterminée par le signe de la dérivée du couple par rapport à l'orientation. Plus exactement, si cette dérivée est négative, la position est stable. Elle se calcul comme :

$$\frac{\partial \Gamma_{Hom}}{\partial \theta} = 2 \frac{2a^2c}{3} \mu_0 H_0^2 \chi^2 (D_c - D_a) \cos(2\theta) \quad (1.18)$$

Plus une dimension est grande, plus le facteur démagnétisant associé est petit (voir la note 1). Ainsi, si l'axe c est plus grand que l'axe a, alors  $D_c - D_a$  est négatif. Donc pour  $\theta = 0 \left[ \pi \right]$ , la dérivée du couple est négative et l'orientation est stable. Cette orientation revient à aligner l'axe c sur le champ inducteur.

Inversement, si l'axe c est plus petit que l'axe a, alors  $D_c - D_a$  est positif. La dérivée seconde du couple est donc négative pour  $\theta = \frac{\pi}{2} \left[ \pi \right]$  et l'axe c est perpendiculaire au champ.

A partir de cet exemple simple, nous pouvons conclure qu'un ellipsoïde de révolution diamagnétique, oriente sa plus grande dimension, soit sa direction de facile aimantation, parallèlement aux lignes de champ. Bien qu'une étude plus approfondie soit nécessaire, nous étendrons ce résultat en se disant que la direction de facile aimantation est suivant la plus grande dimension d'une particule :

*La composante en champ homogène du couple oriente une particule diamagnétique de sorte que sa plus grande dimension soit parallèle à la direction de l'induction.*

### 1.3.4.2 Couple en champ inhomogène

En champ inhomogène, la répartition de force au sein de la particule est également inhomogène, ce qui entraîne une composante supplémentaire du couple sur la particule modélisée par<sup>3</sup> :

$$\Gamma_{inH} = \frac{\mu_0 \chi}{2} \iiint \overrightarrow{OM} \wedge \overrightarrow{grad} (H^2) dv \quad (1.19)$$

Dans les cas étudiés au court de ces travaux, les calculs réalisés avec ces deux expressions étaient strictement identiques. Une démonstration plus rigoureuse serait toutefois de rigueur pour pouvoir affirmer qu'elles sont égales.

<sup>2</sup> Nous utilisons ici la notation  $\square$  modulot, signifiant que nous nous intéressons ici à tout les angles  $\theta$  tel que :

$$\theta = 0 + n \frac{\pi}{2}$$

avec  $n$  un entier relatif.

<sup>3</sup> L'expression 1.19 semble être équivalente à :

$$\Gamma_{inH} = \frac{\mu_0 \chi}{2} \oint \overrightarrow{OM} \wedge H^2 \overrightarrow{ds}$$

L'objectif est ici de prévoir qualitativement l'orientation d'une particule diamagnétique, ce qui est relativement complexe à partir de l'expression 1.19. C'est pourquoi, nous nous proposons de mettre en place un modèle qualitatif dans un cas simple. Ce modèle nous permettra de plus d'obtenir un bon ordre de grandeur de l'amplitude de ce couple. Les résultats concernant la direction d'orientation d'une particule diamagnétique seront alors extrapolés à des géométries plus complexes.

### 1.3.4.2.1 Modélisation / Définition

#### Modèle de particule / Choix du repère

Soit un barreau cylindrique diamagnétique isotrope en lévitation. Nous considérons son orientation dans un plan XY. Les dimensions de ce barreau sont choisies de sorte qu'il puisse être considéré comme unidimensionnel, ce qui revient à avoir  $c \gg a$ , avec  $c$  la demi-longueur selon son axe et  $a$  son rayon (Fig : 1.6).

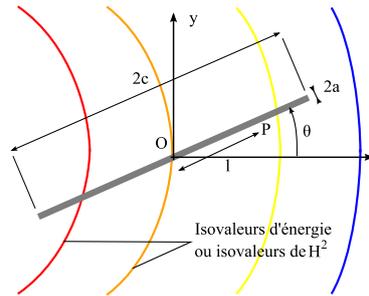


FIG. 1.6 – Modèle pour l'étude du couple mécanique appliqué sur un barreau diamagnétique.

Le poids ne créant pas de couple, l'orientation du plan XY dans l'espace n'a pas d'influence sur cette étude.

Le repère cartésien est choisi de sorte que la direction Y du repère soit tangentielle aux isovaleurs d'énergie diamagnétique volumique. De plus, il est centré sur le centre de gravité O de la particule. L'orientation du barreau est définie par un angle  $\theta$ . Lorsque cet angle est nul, le barreau est aligné sur l'axe X.

Il est à noter que d'après l'expression (1.11), l'énergie diamagnétique volumique est proportionnelle au module de champ magnétique. Les isovaleurs des modules de champ ont donc exactement la même forme que les isovaleurs d'énergie. Par suite, la direction Y du repère est également tangentielle aux isovaleurs de module de champ (isovaleurs de  $H^2$ ).

#### Modélisation du champ magnétique

Le champ magnétique est approximé, au second ordre, par :

$$H^2 = H_0^2 + \alpha x + \beta y + \gamma x^2 + \delta y^2 + \epsilon x.y \quad (1.20)$$

Avec  $H_0$  le champ en O, centre de gravité du barreau. Les paramètres  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$ ,  $\delta$  et  $\epsilon$  sont définis par les dérivées du champ au niveau du centre de gravité :

$$\begin{cases} \alpha = \frac{\partial H^2}{\partial x} \\ \beta = \frac{\partial H^2}{\partial y} \end{cases} \begin{cases} \gamma = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 H^2}{\partial x^2} \\ \delta = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 H^2}{\partial y^2} \end{cases} \quad \epsilon = \frac{\partial^2 H^2}{\partial x \partial y} \quad (1.21)$$

Afin de simplifier notre démonstration, nous supposons que la particule est située sur un axe de symétrie suivant l'axe Y de la répartition de module de champ. D'ailleurs, on observe que c'est fréquemment le cas :

- Dans une bobine supraconductrice, la particule lévite sur l'axe de la bobine, qui est également l'axe de symétrie de l'ensemble du système [48] [8].
- Dans la configuration millimétrique classique composée d'une plaque de graphite en lévitation au-dessus de quatre aimants, le graphite lévite sur l'axe de symétrie de la répartition de module du champ [40].
- Dans la configuration en Halbach proposée par Dunne & al., les particules lèvitent au-dessus de l'axe d'antisymétrie de champ, qui s'avère être un axe de symétrie de la répartition de module de champ [40].

Voyons maintenant les conséquences de cette symétrie sur le modèle de champ proposé. L'axe Y est tangentiel aux lignes d'isovaleurs de module de champ. Donc :

$$H^2(x, y) = H^2(x, -y) \quad (1.22)$$

Soit :

$$H_0^2 + \alpha x + \beta y + \gamma x^2 + \delta y^2 + \epsilon x.y = H_0^2 + \alpha x - \beta y + \gamma x^2 + \delta y^2 - \epsilon x.y \quad (1.23)$$

Cette égalité est valable pour toute position y. Donc :

$$\beta + \epsilon x = 0 \quad (1.24)$$

Cette condition est également vérifiée pour toutes les valeurs de x. Donc :

$$\begin{cases} \beta = 0 \\ \epsilon = 0 \end{cases} \quad (1.25)$$

L'expression du champ est donc simplifiée en :

$$H^2(x, y) = H_0^2 + \alpha x + \gamma x^2 + \delta y^2 \quad (1.26)$$

### Notion de dérivée seconde

Dans le plan, la notion de dérivée seconde d'une fonction scalaire, l'énergie ou le module du champ par exemple, est difficile à exprimer. Il convient donc d'être rigoureux dans sa définition. Dans ce manuscrit, nous définissons la dérivée seconde en un point  $\Omega$  de coordonnées  $\begin{pmatrix} X \\ Y \end{pmatrix}$  selon une direction  $s = \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta \\ \sin \theta \end{pmatrix}$  par :

$$\frac{\partial E^2}{\partial s^2}(\Omega) = \frac{\partial E^2}{\partial x^2}(\Omega) + 2\frac{\partial E^2}{\partial x \partial y}(\Omega) + \frac{\partial E^2}{\partial y^2}(\Omega) \quad (1.27)$$

#### 1.3.4.2.2 Calcul du couple

Nous aborderons ici l'étude quantitative du couple en champ inhomogène. Nous calculerons l'énergie du barreau en fonction de son orientation. Nous pourrons alors analyser l'orientation de la particule en cherchant les minima d'énergie. Cela nous permettra par ailleurs de déduire une expression du couple.

#### Calcul de l'énergie du barreau

Le modèle du champ est substitué dans l'expression de l'énergie diamagnétique (1.11) :

$$E_{Dia} = -\frac{\mu_0 \chi}{2} \iiint_V (H_0^2 + \alpha x + \gamma x^2 + \delta y^2) dV \quad (1.28)$$

avec  $V$  le volume du barreau. Etant donné que l'orientation du barreau est recherchée, il est judicieux d'utiliser les coordonnées polaires  $(l, \theta)$  :

$$\begin{cases} x = l \cos \theta \\ y = l \sin \theta \end{cases} \quad (1.29)$$

L'énergie totale du barreau, en fonction de son orientation, est donc égale à :

$$\begin{aligned} E_{Dia} &= -\frac{\mu_0 \chi}{2} S \int_{-c}^c [H_0^2 + \alpha l \cos \theta + l^2 (\gamma \cos^2 \theta + \delta \sin^2 \theta)] dl \\ &= -\mu_0 \chi S \left[ H_0^2 c + \frac{c^3}{3} (\gamma \cos^2 \theta + \delta \sin^2 \theta) \right] \end{aligned} \quad (1.30)$$

Avec  $S$  la section du barreau.

#### Expression du couple

Le couple est déduit de l'énergie par dérivation suivant l'angle :

$$\begin{aligned}\Gamma_{inH} &= -\frac{\partial E_{Dia}}{\partial \theta} \\ &= \mu_0 \chi S \frac{2c^3}{3} (\gamma - \delta) \sin \theta \cos \theta\end{aligned}\quad (1.31)$$

Soit, en remplaçant  $\gamma$  et  $\delta$  par leur expression et en utilisant les relations trigonométriques :

$$\Gamma_{inH} = \mu_0 \chi S \frac{c^3}{3} \left( \frac{\partial^2 H^2}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 H^2}{\partial y^2} \right) \frac{\sin(2\theta)}{2} \quad (1.32)$$

### 1.3.4.2.3 Orientation de la particule

Les annulations du couple permettent de déterminer les différents angles d'équilibre. Le couple s'annule aux angles  $\theta$  tels que  $\theta = 0 \left[ \frac{\pi}{2} \right]$ . Le barreau est donc à l'équilibre si (Fig : 1.6) :

- Il est perpendiculaire aux lignes d'isovaleurs d'énergie volumique
- Il est parallèle aux lignes d'isovaleurs d'énergie volumique

L'équilibre atteint est stable si le couple est un couple de rappel. Ceci s'exprime mathématiquement par :

$$\frac{\partial \Gamma_{inH}}{\partial \theta} < 0 \quad (1.33)$$

Tout dépend du signe de  $\frac{\partial^2 H^2}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 H^2}{\partial y^2}$ . D'où, en se rappelant que la susceptibilité d'un matériau diamagnétique est négative :

$$\left( \frac{\partial^2 H^2}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 H^2}{\partial y^2} \right) \cos(2\theta) < 0 \quad (1.34)$$

Le barreau s'oriente donc :

- Tangentiellement aux isovaleurs d'énergie diamagnétique volumique ( $\theta = \frac{\pi}{2} [\pi]$ ) si  $\frac{\partial^2 H^2}{\partial x^2} > \frac{\partial^2 H^2}{\partial y^2}$
- Perpendiculairement aux isovaleurs d'énergie diamagnétique volumique ( $\theta = 0 [\pi]$ ) si  $\frac{\partial^2 H^2}{\partial x^2} < \frac{\partial^2 H^2}{\partial y^2}$

En résumé, le barreau s'oriente dans la direction où la dérivée seconde du module de champ est minimale <sup>4 5</sup>.

<sup>4</sup> La direction d'orientation est déterminée par le signe de la différence des dérivées secondes selon les axes X et Y. Il s'agit donc de déterminer l'axe selon lequel cette dérivée est minimale. Par abus de langage, nous parlerons alors de dérivée minimale.

<sup>5</sup> Par propriétés des courbes du second degré, les extrêmes de dérivées seconde seconde sont situés sur les axes de cette courbe. Une extension de nos résultats à une configuration de champ assymétrique peut très probablement être réalisée par la recherche du minimum dérivé seconde. Le barreau s'alignant probablement dans la direction de ce minimum.

### Remarque à propos de l'énergie

Il est à noter que, d'après l'équation 1.11, l'énergie est à une constante positive près égale au carré du module du champ. La dérivée seconde de l'énergie est donc également minimale lorsque la dérivée seconde du carré du module du champ est minimale. Ainsi, un barreau diamagnétique s'oriente dans la direction où la dérivée seconde de l'énergie est minimale.

Il est logique de voir apparaître la dérivée seconde de l'énergie dans l'orientation d'une particule diamagnétique. On peut s'en rendre compte à l'aide d'un système simple composé de deux particules diamagnétiques,  $P_1$  et  $P_2$ , reliées par un barreau rigide, magnétiquement inerte (Fig 1.7). Comment s'oriente ce système ?

La force sur chacune de particules a deux composantes (Fig : 1.7) :

$$\vec{F}_{Dia} = \begin{pmatrix} F X_{Dia} \\ F Y_{Dia} \end{pmatrix} \quad (1.35)$$

Avec  $F I_{Dia}$  la projection de la force diamagnétique sur l'axe I.

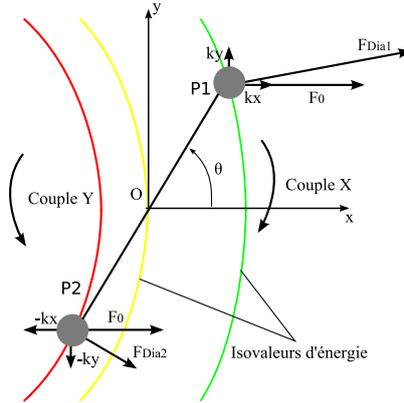


FIG. 1.7 – Force diamagnétique subie par chaque particule et rotation engendrée sur le système

En projection sur l'axe Z perpendiculaire au plan XY, le couple subi par le système s'écrit donc :

$$\begin{aligned} \Gamma &= \vec{OM}_1 \wedge \vec{F}_{Dia1} + \vec{OM}_2 \wedge \vec{F}_{Dia2} \\ &= x F Y_{dia1} - y F X_{dia1} - x F Y_{dia2} + y F X_{dia2} \end{aligned} \quad (1.36)$$

Au premier ordre, la force diamagnétique est égale à :

$$\vec{F}_{Dia} = \vec{F}_0 + \begin{pmatrix} k_x x \\ k_y y \end{pmatrix} \quad (1.37)$$

avec  $\vec{F}_0$  la force volumique subie par la particule et  $k_x$  et  $k_y$  les raideurs de la force selon les axes x et y respectivement. Les raideurs sont ici classiquement définie

par<sup>6</sup> :

$$k_i = \frac{\partial F_i}{\partial x_i} \quad (1.38)$$

avec  $i$  désignant l'axe  $x$  ou  $y$ . Le couple est donc réécrit :

$$\Gamma = xy(k_x x - k_y y) \quad (1.39)$$

La différence de force selon l'axe  $x$ , soit la raideur  $k_x$ , crée un couple faisant tourner la particule dans le sens trigonométrique. Ce couple s'oppose au couple créé par la raideur selon l'axe  $Y$ , lequel entraîne la particule dans le sens horaire. Ainsi le système est soumis à deux couples antagonistes. Il est entraîné dans la direction où la raideur diamagnétique est la plus importante. Le couple en champ inhomogène stabilise donc la particule dans la direction où la raideur est maximale :

- orthogonalement à l'axe de symétrie si  $k_x > k_y$
- tangentiellement aux lignes d'isovaleur d'énergie si  $k_y > k_x$

La force est la dérivée première de l'énergie. La raideur d'une force est donc, au signe près, la dérivée seconde l'énergie. On en déduit que le système s'oriente dans la direction où la dérivée seconde de l'énergie est minimale :

- orthogonalement à l'axe de symétrie si  $\frac{\partial^2 E}{\partial y^2} > \frac{\partial^2 E}{\partial x^2}$
- tangentiellement aux lignes d'isovaleur d'énergie si  $\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} > \frac{\partial^2 E}{\partial y^2}$

### Extension à la troisième dimension

L'orientation du barreau a été déterminée dans un plan où la carte de champ présente un axe de symétrie. Ce résultat est tout à fait extensible à la troisième dimension, avec une hypothèse similaire. Nous supposons que les cartes de module de champ permettant la lévitation présentent au moins deux plans de symétrie. Ici encore, c'est fréquemment le cas. On pourra, pour s'en convaincre, se référer aux exemples cités précédemment. La position de lévitation se trouve alors à l'intersection de ces plans. En réitérant le raisonnement bidimensionnel susdit dans chacun des deux plans de symétrie, l'orientation d'un barreau dans l'espace est parfaitement déterminée.

#### 1.3.4.2.4 Conclusion

Nous avons démontré qu'en champ inhomogène, la composante supplémentaire du couple, que nous appelons abusivement couple en champ inhomogène, tend à

---

<sup>6</sup> On notera que pour un ressort, la raideur est une grandeur positive définie par

$$k_i = -\frac{\partial F_i}{\partial x_i}$$

Par la définition de la raideur utilisée dans ce manuscrit, on retrouve bien que l'équilibre est stable si la raideur est négative.

orienter un barreau diamagnétique en lévitation de manière complexe sur les lignes d'isovaleurs d'énergie diamagnétique volumique ou sur les isovaleurs de champ. En étendant les résultats qualitatifs à toutes les particules, nous obtenons :

*Le couple en champ inhomogène oriente une particule diamagnétique de sorte que sa plus grande dimension soit tangentielle ou orthogonale aux lignes d'isoénergie diamagnétique volumique. L'orientation stable est colinéaire à la direction où la dérivée seconde de l'énergie est minimale, ou ce qui revient au même dans la direction où la dérivée seconde du carré du module du champ  $\left(\frac{\partial^2 H^2}{\partial s^2}\right)$  est minimale.*

### 1.3.4.3 Orientation dans un champ magnétique

Le couple en champ homogène a son origine dans l'interaction entre dipôles induits. En effet, placé dans un champ magnétique, un dipôle diamagnétique crée son propre champ. Celui-ci vient alors modifier le champ global vu par les autres dipôles. L'aimantation de ces derniers n'est donc plus exactement parallèle à l'induction. Le champ créé par un dipôle diamagnétique est extrêmement faible, c'est pourquoi dans la plupart des cas, nous le négligeons. L'orientation en champ homogène est donc le résultat d'un effet du second ordre.

Ici, nous étudions l'orientation de particules en lévitation donc en présence d'un champ inhomogène. Leur orientation sera donc, dans la plupart des cas, relative aux lignes d'isoénergie. Pour nous en assurer, nous proposons de mettre en place un critère simple dit critère d'orientation.

#### 1.3.4.3.1 Définition du critère

Pour une particule donnée, ce critère est défini comme le ratio des amplitudes des deux composantes du couple total :

$$C_O = \frac{\left| \iiint \overrightarrow{OM} \wedge \overrightarrow{F_{Dia}} \right|_{MAX}}{\left| \iiint \overrightarrow{M} \wedge \overrightarrow{B} \right|_{MAX}} \quad (1.40)$$

En comparant ce ratio avec 1, il est possible de déterminer la composante prédominante.

Le but de ce critère est de pouvoir déterminer rapidement et simplement l'orientation d'une particule dans une configuration de champ donnée. Nous allons donc utiliser les modèles simples précédents afin de comparer l'importance relative des différentes composantes du couple diamagnétique. Toutefois, les formes géométriques de ces modèles diffèrent (ellipsoïde dans un cas, barreau dans l'autre), ce qui influe significativement sur la comparaison des couples. Nous proposons donc de recourir aux accélérations angulaires, lesquelles nous permettront de faire abs-

traction des ces différences de géométrie. Le critère est donc défini comme :

$$C_O = \frac{\dot{\omega}_{inH}}{\dot{\omega}_{Hom}} \quad (1.41)$$

avec  $\dot{\omega}_i$  les accélérations angulaires en champ homogène et inhomogène. Il est à noter que les deux définitions du critère d'orientation 1.40 et 1.41 sont exactement identiques.

### 1.3.4.3.2 Accélération angulaire en champ homogène

En champ homogène une seule composante du couple, que nous avons appelée couple en champ homogène, est présente. L'accélération angulaire engendrée par ce couple est calculée à partir du théorème du moment cinétique :

$$\dot{\omega}_{Hom} = \frac{\Gamma}{I} \quad (1.42)$$

avec  $I$  le moment d'inertie. Le moment d'inertie d'un ellipsoïde vaut [76] :

$$I = \frac{4\pi}{15} \rho a^2 c (a^2 + c^2) \quad (1.43)$$

L'accélération angulaire est donc déterminée partir de l'expression 1.17 :

$$\dot{\omega}_{Hom} = \frac{5}{2\pi} \frac{\mu_0 \chi^2 H_0^2}{\rho} \frac{D_c - Da}{a^2 + c^2} \sin(2\theta) \quad (1.44)$$

### 1.3.4.3.3 Accélération angulaire calculée à partir du couple en champ inhomogène

En champ inhomogène, une composante supplémentaire du couple apparaît, que nous avons appelée couple en champ inhomogène. L'accélération angulaire due à cette composante supplémentaire est calculée selon le même principe. Le moment d'inertie d'un cylindre autour d'un axe perpendiculaire à son axe de révolution vaut :

$$I = \frac{2}{3} \rho S c^3 \quad (1.45)$$

D'après l'équation (1.32), l'accélération angulaire s'écrit donc :

$$\dot{\omega}_{inH} = -\frac{\chi \mu_0}{2\rho} \left[ \frac{\partial^2 H^2}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 H^2}{\partial y^2} \right] \sin(2\theta) \quad (1.46)$$

### 1.3.4.3.4 Simplification du critère d'orientation

Un ordre de grandeur de ce ratio est suffisant pour déterminer quelle composante est prédominante. Les expressions (1.46) et (1.44) des différents couples peuvent donc être simplifiées.

Pour le calcul de  $\dot{\omega}_{Hom}$ , le facteur démagnétisant suivant l'axe a est supposé égal à 0,5 et nul suivant l'axe c, ce qui implique que la particule soit infiniment longue. Pour le calcul de  $\dot{\omega}_{inH}$ , la dérivée seconde du module du carré du champ est supposée maximale suivant un axe et nulle suivant les autres. Le ratio se ramène donc à :

$$C_O \simeq \frac{2\pi}{5} \underbrace{c^2}_I \underbrace{\frac{1}{\chi}}_{II} \underbrace{\frac{\frac{\partial^2 H^2}{\partial s^2}}{H_0^2}}_{III} \quad (1.47)$$

Ce ratio dépend :

- I : Des dimensions du barreau
- II : Du matériau et plus exactement de sa susceptibilité
- III : De l'homogénéité, au second ordre, du champ

Si ce critère est très inférieur à 1, alors le couple en champ homogène prédomine et le barreau diamagnétique s'oriente parallèlement au champ. Sinon, le couple en champ inhomogène prédomine et il s'aligne dans la direction où la dérivée seconde de l'énergie est minimale.

L'objectif du critère d'orientation est de déterminer le phénomène prédominant dans l'orientation d'une particule diamagnétique. Ce critère est assez imprécis et n'est valable que lorsque l'un des couples prédomine nettement devant l'autre, soit lorsque  $C_O \gg 1$ , soit lorsque  $C_O \ll 1$ .

### 1.3.4.4 Mise en évidence expérimentale

#### 1.3.4.4.1 Dispositif expérimental

Le couple créé par un aimant sur un matériau diamagnétique pourrait être mis en évidence par une expérience similaire à celle utilisée pour la force. Elle nécessiterait, toutefois, un fil dont le couple de rappel serait très faible.

Une autre méthode permet la libre rotation du corps diamagnétique dans un plan. Un barreau de bismuth d'épaisseur très faible peut flotter sur l'eau grâce à la tension de surface (Fig : 1.8(a)). Il a alors trois degrés de liberté : deux degrés de liberté en translation dans le plan horizontal et un degré de liberté en rotation autour de l'axe vertical. Pour tous ces degrés de liberté, le barreau n'est soumis qu'à des frottements fluides. Il devient alors sensible à tout type de force dans le plan horizontal ou tout type de couple autour de l'axe vertical, et plus particulièrement les couples d'origine diamagnétique.

#### 1.3.4.4.2 Couple en champ inhomogène

Dans l'état initial, le barreau diamagnétique, ici du bismuth polycristallin, est orienté de la gauche vers la droite (Fig. 1.8(b)). Un aimant est approché par la gauche. La particule acquiert alors une position stable, orientée de  $\frac{\pi}{2}$  par rapport à la position initiale (Fig. 1.8(c)).

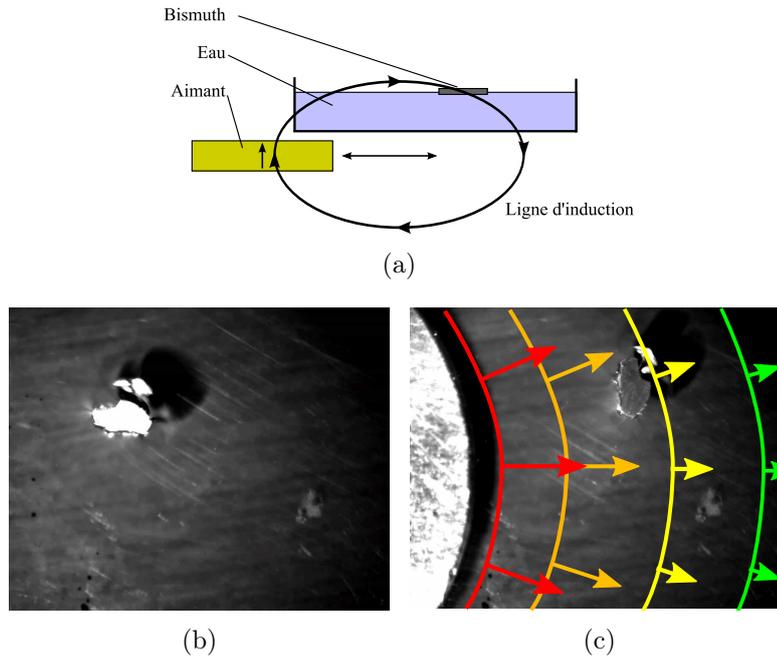


FIG. 1.8 – Mise en évidence expérimentale du couple diamagnétique : (a) Schéma de principe, (b) Orientation initiale du matériau diamagnétique en l'absence d'aimant, (c) Nouvelle orientation en présence de l'aimant ; les lignes symbolisent les isovaleurs d'énergie et les flèches indiquent la direction du champ

L'aimant utilisé est cylindrique. Les lignes de champ projetées dans le plan de la surface de l'eau sont radiales, alors que les isovaleurs d'énergie sont orthoradiales. La particule ne s'oriente donc pas parallèlement aux lignes de champ, mais parallèlement aux lignes d'isoénergie.

Considérant que nous avons utilisé :

- un aimant de NdFeB de 1,2T de rémanence,
- une particule de bismuth de  $2 \times 1 \times 0,5 \text{ mm}^3$  placée à 300 mm dans la direction radiale et 150 mm dans la direction verticale du centre de l'aimant,

le critère d'orientation est estimé à 2500. Donc le couple en champ inhomogène prédomine. Il s'agit maintenant de vérifier que la direction théorique d'orientation est correcte. Du fait de la symétrie cylindrique du champ, la dérivée seconde orthoradiale de l'énergie est nulle. Les outils de simulation, présentés au chapitre III, nous permettent de déterminer que la dérivée seconde radiale de l'énergie est positive. Théoriquement, le barreau s'oriente tangentiellement aux isovaleurs d'énergie.

Cette expérience conforte donc la théorie.

On constate que dans une application quelconque, avec des aimants, donc des champs très inhomogènes, le couple diamagnétique se ramène essentiellement à la composante dite "couple en champ inhomogène". Notre appellation est donc justifiée dans le cadre de ce manuscrit.

#### 1.3.4.4.3 Couple en champ homogène

La démonstration expérimentale du couple en champ homogène a également été tentée, toutefois sans succès. Au vue des ordres de grandeurs, cette composante est au moins 1000 fois inférieure au couple en champ inhomogène précédemment observé. L'observation en est donc d'autant plus problématique. Le système {eau + bismuth} a été placé au centre d'une bobine supraconductrice destinée à la RMN. Ce type de bobine est conçu pour produire un champ très homogène. En l'occurrence, le champ rayonné par la bobine utilisée est homogène à quelques 10 ppm près. La particule est donc soumise au couple en champ homogène. Cependant aucune orientation particulière n'a été observée. Pour un barreau de bismuth de quelques millimètres dans un champ de plus de  $2 T$ , ce couple est de l'ordre de  $6.10^{-10} Nm$ , alors qu'elle est de l'ordre de  $10^{-6} Nm$  dans l'expérience précédente. Il est donc probable que les frottements de l'eau soient trop importants.

#### 1.3.4.5 Conclusion sur le couple

Le couple diamagnétique s'exerçant sur des particules diamagnétiques comporte deux composantes : un couple propre champs homogènes auquel s'ajoute une deuxième composante dans les champs inhomogènes. Nous avons donc appelé la première composante couple en champ homogène et la composante supplémentaire couple en champ inhomogène.

Le couple en champ homogène tend à orienter cette dimension dans le sens du champ magnétique inducteur. Le couple en champ inhomogène oriente la plus grande dimension des particules soit perpendiculairement, soit tangentielllement aux lignes d'isoénergie diamagnétique volumique. L'orientation est déterminée par la direction selon laquelle la dérivée seconde de l'énergie est minimale.

Ces deux composantes induisent un comportement différent sur la particule. Il a donc été nécessaire de définir un critère, dit critère d'orientation, afin de connaître l'orientation de la particule en présence d'un champ magnétique donné.

Nous avons ensuite tenté d'observer les deux composantes du couple. Le champ d'un aimant suffit à visualiser le couple en champ inhomogène. Par contre, le couple en champ homogène n'a pas pu être observé, car trop faible à priori.

### 1.3.5 Comparaison avec les matériaux paramagnétiques

Dans le cas des matériaux paramagnétiques, la susceptibilité est positive et d'une valeur plus élevée que pour les matériaux diamagnétiques, de 1 ou 2 ordres de grandeur. Des changements comportementaux importants sont observés, tant qualitativement que quantitativement.

Malgré une augmentation de la susceptibilité, l'influence des particules paramagnétiques sur le champ est encore négligeable. Les expressions mises en place pour le calcul de l'énergie, la force et les couples diamagnétiques sont donc également

valables pour un corps paramagnétique.

D'un point de vue énergétique, le signe de l'énergie est opposé à celui des matériaux diamagnétiques. La force subie par les matériaux paramagnétiques a donc la même direction que la force diamagnétique, mais un sens opposé. Ainsi, l'énergie paramagnétique est minimisée dans les zones de champ magnétique élevé. Ces matériaux subissent donc une force d'attraction de la part des sources de champ magnétique.

Du point de vue du couple, la relation (1.14) s'applique toujours. Le couple subi par une particule paramagnétique a donc deux composantes. Le couple en champ homogène dépend du carré de la susceptibilité (équation 1.16). Il oriente donc les matériaux paramagnétiques parallèlement aux lignes de champ. Par contre, la couple en champ inhomogène dépend de la susceptibilité (équation 1.32). Les raisonnements et conclusions sont identiques : le couple mécanique oriente les particules paramagnétiques tangentiellement ou orthogonalement aux lignes d'isoénergie, dans la direction où la dérivée seconde de l'énergie est minimale. Toutefois, les signes des raideurs paramagnétiques et diamagnétiques sont opposés. Ainsi, dans la même carte de champ, les particules diamagnétiques et paramagnétiques auront des orientations perpendiculaires : quand la particule diamagnétique a une orientation parallèle aux isovalues d'énergie, la particule paramagnétique a une orientation orthogonale et inversement.

### 1.3.6 Cas d'une particule anisotrope

Dans le cas le plus général, les matériaux considérés sont des cristaux dont les propriétés diamagnétiques ne sont pas identiques selon toutes les directions de l'espace : ils sont anisotropes. Au niveau de l'énergie et de la force, il n'y a pas de changement majeur dans les conséquences sur les comportements. Par contre, au niveau du couple, nous verrons qu'il est nécessaire de recourir à une simulation au cas par cas.

#### 1.3.6.1 Aimantation

Dans ce cas, la susceptibilité s'exprime comme une matrice 3x3. A l'aide des symétries, il est possible de trouver trois axes privilégiés tels que cette matrice soit diagonale [90]. Ceci implique qu'une aimantation induite suivant un des axes privilégiés n'entraîne aucune aimantation suivant les autres axes. L'aimantation du matériau est alors :

$$\vec{M}_D = [\chi] \vec{H}_0 \quad (1.48)$$

Dit autrement, le moment diamagnétique induit n'est généralement plus colinéaire au champ magnétique exciteur.

### 1.3.6.2 Energie

L'énergie en découle :

$$E_{Dia} = -\frac{\mu_0}{2} \sum_{i=1}^3 \chi_i H_i^2 \quad (1.49)$$

Avec  $i$  indiquant chacune des trois directions de l'espace.

### 1.3.6.3 Force

Comme précédemment, la force se déduit de l'énergie par dérivation :

$$\begin{aligned} F_{Dia} &= \frac{\mu_0}{2} \iiint_V \vec{\nabla} \left( \sum_{i=1}^3 \chi_i H_i^2 \right) dV \\ &= \frac{\mu_0}{2} \oint_S \sum_{i=1}^3 \chi_i H_i^2 \vec{ds} \end{aligned} \quad (1.50)$$

### 1.3.6.4 Couple

Le couple total de la particule s'exprime toujours par l'équation (1.14). La composante en champ inhomogène du couple est calculée par une méthode identique à celle mise en oeuvre dans le cadre de matériaux isotropes, en remplaçant la force par celle de l'équation (1.50) :

$$\Gamma_{inH} = \frac{\mu_0}{2} \iiint \vec{OM} \wedge \vec{\nabla} \left( \sum_{i=1}^3 \chi_i H_i^2 \right) \quad (1.51)$$

Ce couple est du même ordre de grandeur que celui d'une particule isotrope.

La composante en champ homogène est, quant à elle toujours calculée à l'aide de l'expression 1.15, par contre, l'ordre de grandeur en est fortement modifié. Reprenons, pour s'en rendre compte, le cas simple de l'ellipsoïde en champ uniforme. Si le matériau est anisotrope, ce couple est exprimé par [58] :

$$\Gamma_{Hom} = \frac{4a^2c}{3} \mu_0 H_0^2 \frac{(\chi_a - \chi_c) + \chi_a \chi_c (D_c - D_a)}{(1 + \chi_c D_c)(1 + \chi_a D_a)} \cos(\theta) \sin(\theta) \quad (1.52)$$

Le terme supplémentaire par rapport à l'équation (1.16) est proportionnel à la différence de susceptibilité. Le couple magnétique se trouve ainsi augmenté de 4 à 6 ordres de grandeur par rapport au cas isotrope.

On constate alors que même en champ inhomogène, les deux composantes du couple sont du même ordre de grandeur. Un critère d'orientation est donc nécessaire afin de déterminer la composante prédominante. Toutefois, aucun modèle simple n'a pu être mis en place pour le couple en champ inhomogène. Nous ne sommes

donc pas en mesure de fournir un outil simple permettant de déterminer rapidement l'orientation de la particule.

Dit autrement, les calculs indiquent qu'une particule diamagnétique anisotrope peut, dans un champ donné, s'orienter suivant 3 directions :

- suivant les lignes d'induction,
- suivant les isovaleurs de module de champ,
- perpendiculairement aux isovaleurs de module de champ.

### 1.3.7 Conclusion sur le comportement d'un matériau diamagnétique

Du fait de sa susceptibilité négative, un matériau diamagnétique s'oppose à son introduction dans un champ magnétique. Son énergie est donc minimale lorsque l'amplitude du champ est minimale. Par suite, ce matériau est repoussé par les zones de champ élevé. L'étude du couple subi est plus complexe. Elle conduit à considérer deux aspects : en champ homogène et en champ inhomogène. Ces deux composantes du couple conduisent à une orientation différente. Nous avons alors défini un critère afin de déterminer la composante à prendre en compte. Ces résultats ont ensuite été, autant que possible, extrapolés aux matériaux anisotropes.

## 1.4 Lévitiation diamagnétique

La lévitation est un phénomène magique et suscitant l'émerveillement. Les moyens d'y parvenir ont donc fait l'objet de nombreuses recherches. Cependant Earnshaw démontre en 1847, dans son théorème éponyme, que la lévitation statique utilisant des forces gravitationnelles, électrostatiques et/ou magnétostatiques est impossible. Depuis lors, seules deux exceptions ont été découvertes. Le diamagnétisme en fait partie.

Dans cette section, nous allons tout d'abord explorer rapidement les différents types de lévitation possibles. Ce qui nous permettra de définir quatre grandes classes. Nous redémontrerons ensuite le théorème d'Earnshaw. Ceci nous permettra de comprendre en quoi le diamagnétisme est une exception à ce théorème et d'appréhender la particularité de la lévitation diamagnétique.

### 1.4.1 Généralités sur la lévitation

La définition de la lévitation donnée en introduction de ce manuscrit est, certes très générale, mais peu rigoureuse scientifiquement. Il conviendra donc de définir plus précisément le concept de la lévitation. Nous pourrons alors analyser les moyens de la mettre en oeuvre.

### 1.4.1.1 Définition

La notion de lévitation est en constante évolution. Comme nous l'avons vu en introduction, la lévitation produit souvent une réaction d'incrédulité. Or notre connaissance du monde augmentant, ce qui surprenait hier est banal aujourd'hui. Par exemple, le domaine de l'aviation qui émerveillait les foules au début du siècle n'est aujourd'hui qu'un moyen de transport comme un autre. On comprend donc que la lévitation ne peut être définie par les moyens de sa mise en oeuvre.

Une définition de la lévitation plus rigoureuse que celle fournie en introduction serait :

*Un objet est dit en lévitation si son poids est compensé :*

- *De manière stable*
- *Sans aucun contact mécanique*
- *Dans le vide ou dans un environnement monophasique fluide*

La première condition assure la permanence de l'état de lévitation. La deuxième empêche tout contact entre l'objet et son environnement. Cet objet n'est donc soumis qu'aux forces à distance. La troisième condition supprime les forces qui apparaissent à l'interface de deux milieux : par exemple, les gerris lacustris, ou araignées d'eau, utilisent la différence d'affinité de leurs pattes entre l'eau et l'air pour flotter ; ou également les navires, qui sont maintenus à l'interface air/eau grâce à la poussée d'Archimède.

Cette définition conserve l'idée que le poids de l'objet en lévitation est compensé par des forces auxquelles l'homme n'est pas sensible, notamment d'un point de vue visuel. Ceci assure l'intemporalité de la définition que nous venons de proposer.

### 1.4.1.2 Formes de lévitation existantes

Plusieurs formes de lévitation, répondant plus ou moins correctement à la définition précédente, existent et ont été étudiées [17] [21]. Elles peuvent se regrouper en quatre grandes classes dépendantes de :

- La consommation, ou non, d'énergie pour le maintien de l'équilibre.
- La stabilité, ou l'instabilité, intrinsèque de l'équilibre atteint.

Nous allons analyser chacune de ces classes et expliciter succinctement les moyens de les mettre en oeuvre.

#### 1.4.1.2.1 Naturellement instable, stabilisé par un apport d'énergie

Un système est en équilibre instable s'il est sur un maximum ou sur un col d'énergie. Ainsi, la moindre perturbation suffit à l'entraîner vers des zones de plus basse énergie. Le système est alors intrinsèquement instable. Toutefois, en appliquant la force adaptée au bon moment, le système est ramené vers sa position d'équilibre. Un faible apport extérieur d'énergie y suffit. On parle alors de système asservi.

Dans les systèmes asservis, un capteur mesure le déplacement de l'objet en lévitation et transmet l'information à un actionneur. Celui-ci applique une force sur l'objet, le ramenant vers sa position d'équilibre. Par exemple, Houlihan utilise un tel système pour maintenir en lévitation un disque conducteur [54]. Des électrodes fixes placées autour de ce disque en mesurent la position par voie capacitive. Ces électrodes servent également à l'actionnement, à travers l'application d'une force d'attraction électrostatique sur le disque en lévitation.

#### 1.4.1.2.2 Naturellement stable, stabilisé par un apport d'énergie

Certains systèmes compensent le poids en fournissant au corps en lévitation de l'énergie en continu. Cette énergie est dissipée de sorte qu'elle crée une force maintenant le corps dans une position fixe. C'est par ce principe que fonctionnent la lévitation acoustique [105], la manipulation par pinces optiques [12] ou la lévitation aérodynamique [21], pour ne citer que quelques exemples.

Voyons justement la lévitation acoustique mise en oeuvre par Xie & al. [105]. Ils utilisent une onde acoustique stationnaire pour maintenir de petits objets en lévitation. Une onde acoustique crée une pression sur la surface d'un objet, le poussant vers des zones où la pression est plus faible. L'utilisation d'une onde stationnaire garantit des points de pression nuls, où les objets vont naturellement être conduits. Ces points sont des équilibres stables : au moindre déplacement, l'objet subit la pression de l'onde le ramenant vers le noeud de vibration. L'interruption de l'apport d'énergie acoustique rompt la lévitation.

#### 1.4.1.2.3 Naturellement instable, sans consommation d'énergie

L'utilisation de l'inertie permet de rendre stable un équilibre intrinsèquement instable. Du fait de la conservation de l'inertie, aucun apport énergétique n'est nécessaire pour maintenir la lévitation. Ceci suppose l'absence de perte, l'énergie stockée initialement suffisant.

L'exemple le plus courant est celui des planètes en rotation autour du soleil. Elles sont attirées vers le soleil par la force de gravitation. Toutefois, leur vitesse de rotation crée une force d'inertie opposée à cette attraction. Leur équilibre est dynamiquement stabilisé sans apport d'énergie.

Le lévitrion est un autre exemple plus récent [50]. Il est constitué d'un aimant fixe aimanté verticalement et d'un aimant mobile aimanté en opposition de l'aimant fixe. Placés l'un au-dessus de l'autre, ils se repoussent. La force est suffisante pour compenser le poids de l'aimant mobile. Toutefois, la moindre perturbation suffit à retourner l'aimant mobile. Les aimants sont alors aimantés dans le même sens, ils s'attirent et l'équilibre est rompu. Pour empêcher ce retournement, l'aimant mobile est mis en rotation autour de l'axe vertical. La conservation du moment gyroscopique l'oblige à maintenir cet axe de rotation fixe. Le sens de l'aimantation est ainsi maintenu fixe. Comme pour les planètes, l'équilibre est dynamiquement

stabilisé sans apport d'énergie.

#### 1.4.1.2.4 Naturellement stable, sans consommations d'énergie

Pour exister, ce type de lévitation ne nécessite ni apport d'énergie ni mouvement. Elle est dite stable et passive. Seuls deux phénomènes physiques, au demeurant très proches, le permettent : le diamagnétisme et la supraconductivité. Ils présentent l'avantage d'être permanents et gratuits.

En 1939, Brunbeck a montré théoriquement et expérimentalement que la lévitation stable et passive est accessible aux matériaux diamagnétiques [23] [24]. Cette exception repose sur le fait que le diamagnétisme est un phénomène induit générant une force de répulsion. Les progrès technologiques aidant, cette démonstration est aujourd'hui simple à mettre en oeuvre : une plaque de graphite pyrolytique lévite au-dessus d'aimants de bonne qualité (Fig : 1.9).

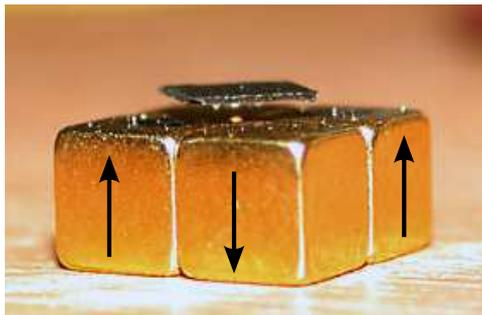


FIG. 1.9 – Une plaque de graphite pyrolytique en lévitation diamagnétique au-dessus d'aimants de bonne qualité

En 1947, Arkdiev a montré expérimentalement que la lévitation d'un aimant au-dessus d'un supraconducteur est également stable et ne consomme pas d'énergie. En effet, les supraconducteurs peuvent être assimilés à de très bons matériaux diamagnétiques dont la susceptibilité est de  $-1$ , dans sa partie linéaire.

Ces deux cas sont les seuls moyens connus pour obtenir une lévitation stable, sans dissipation énergétique. (Initialement, il a cependant fallu stocker de l'énergie magnétique, que ce soit dans les aimants ou les bobines supraconductrices.)

#### 1.4.1.3 Conclusion

La lévitation est une notion évoluant avec le degré de connaissance de la science. Nous avons toutefois tenté d'en donner une définition intemporelle. Nous avons ensuite vu qu'il existe, aujourd'hui, quatre types de lévitation caractérisés par la stabilité intrinsèque ou non de leur équilibre, ainsi que la nécessité ou non d'apports énergétique pour la stabilisation. A chaque fois, des exemples ont été donnés.

### 1.4.2 Théorème d'Earnshaw

Ce théorème doit son nom à S. Earnshaw qui l'a démontré en 1847. Il stipule qu'un système composé de corps dont les forces d'interaction varient en  $\frac{1}{r^2}$ , avec  $r$  la distance entre deux corps, n'a pas d'équilibre stable. Or les forces statiques (gravité, électrostatique et magnétostatique) ont effectivement ce type de variation. A partir de ce résultat, nous pouvons conclure qu'il est impossible de compenser le poids à l'aide d'une ou plusieurs de ces forces.

Dans cette partie nous reprendrons la démonstration de ce théorème. Nous verrons qu'une condition (non suffisante !) de la stabilité d'un équilibre impose au laplacien de l'énergie d'être positif. Nous vérifierons ensuite que les énergies potentielles gravitationnelles, électrostatiques et magnétostatiques entre deux particules sont en  $\frac{1}{r}$  (ce qui revient au même que d'avoir des forces en  $\frac{1}{r^2}$ ). Nous démontrerons alors que le laplacien d'une telle force est nul, rendant impossible l'équilibre stable entre ces deux particules. Nous étendrons alors ce résultat à des corps de forme quelconque. Nous pourrons donc conclure sur l'impossibilité d'une lévitation stable et statique.

#### 1.4.2.0.1 Condition de stabilité de la lévitation

Le théorème d'Earnshaw porte sur la stabilité d'un équilibre. Pour que l'équilibre soit stable, il faut que la raideur de la résultante des forces soit négative au moins suivant chacun des axes  $u_x$ ,  $u_y$  et  $u_z$ . Ainsi, les forces suivant ces trois directions sont des forces de rappel. La somme de ces raideurs est donc négative :

$$k_x + k_y + k_z < 0 \quad (1.53)$$

avec  $k_i = \frac{\partial R_i}{\partial x_i}$  la raideur de la résultante  $\vec{R}$ , selon l'axe  $i$ . Il est à noter que cette condition est nécessaire mais non-suffisante pour assurer la stabilité. Pour l'assurer, il est nécessaire que la raideur de la résultante soit négative, quelle que soit la direction. Mathématiquement, l'expression (1.53) se réécrit :

$$\begin{aligned} k_x + k_y + k_z &= \operatorname{div} \left( \vec{R} \right) \\ &= -\Delta E \end{aligned} \quad (1.54)$$

avec  $E$  l'énergie du corps considéré. Ainsi, pour qu'un équilibre soit stable, il est nécessaire que le laplacien de l'énergie soit positif :

$$\Delta E > 0 \quad (1.55)$$

#### 1.4.2.1 Expressions des forces usuelles à distance

Nous allons maintenant vérifier que les forces statiques usuelles d'interaction entre deux corps ponctuels (forces gravitationnelle, électrostatique et magnétostatique) sont de la forme  $\frac{1}{r^2}$ .

### 1.4.2.1.1 Gravitation

En restant dans l'approximation classique, Newton démontre que la force gravitationnelle entre deux masses élémentaires s'écrit :

$$\vec{F}_{grav} = \mathcal{G} \frac{m_{sou} m_c}{r^2} \vec{u}_r \quad (1.56)$$

où  $\mathcal{G}$  est la constante de gravitation,  $m_i$  la masse volumique de  $i$  et  $r$  la distance entre le corps étudié et la source de champ gravitationnel. L'indice sou (respectivement  $c$ ) renvoie à la source de champ (respectivement au corps étudié). Puisque la force est conservative et en  $\frac{1}{r^2}$ , elle dérive d'un potentiel en  $\frac{1}{r}$  :

$$E_{grav} = \mathcal{G} \frac{m_{sou} m_c}{r} \quad (1.57)$$

### 1.4.2.1.2 Force électrique

Grâce à Coulomb, la force entre deux charges élémentaires est connue :

$$\vec{F}_{elec} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_{sou} q_c}{r^2} \vec{u}_r \quad (1.58)$$

avec  $q_i$  la charge volumique de  $i$  et  $\epsilon_0$  la permittivité du vide. Comme précédemment, cette force est en  $\frac{1}{r^2}$ . Elle dérive donc d'un potentiel en  $\frac{1}{r}$  :

$$E_{elec} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_{sou} q_c}{r} \quad (1.59)$$

### 1.4.2.1.3 Force magnétique

L'utilisation de l'approche coulombienne introduit la notion de charges fictives pour la modélisation des effets magnétiques. La modélisation de tout phénomène magnétique (à l'exception des phénomènes induits) est alors effectuée par analogie avec l'électrostatique [41] [90]. Le cas précédent est traité pour être retrouvé.

Il s'en déduit que la force magnétique est en  $\frac{1}{r^2}$  et l'énergie associée en  $\frac{1}{r}$ .

### 1.4.2.2 Laplacien de fonctions en $\frac{1}{r}$ et condition de stabilité

En coordonnées sphériques, le laplacien d'un scalaire s'écrit :

$$\Delta f = \frac{\partial^2 f}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial f}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 f}{\partial \theta^2} + \frac{1}{r^2 \tan \theta} \frac{\partial f}{\partial \theta} + \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \frac{\partial^2 f}{\partial \phi^2} \quad (1.60)$$

Dans le cas considéré, les potentiels ne dépendent que de  $r$ . D'où :

$$\Delta E = \frac{\partial^2 E}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial E}{\partial r} \quad (1.61)$$

Dans le cas d'une énergie en  $\frac{1}{r}$ , on montre que :

$$\Delta E = 0 \quad (1.62)$$

Cette équation assure l'annulation du laplacien des énergies gravitationnelles, électrostatiques ou magnéto-statiques. Elle n'est donc pas positive. Par conséquent, un équilibre stable est impossible avec ces forces, pour des corps ponctuels.

### 1.4.2.3 Généralisation à des systèmes plus complexes

L'énergie d'interaction entre deux systèmes  $S_1$  et  $S_2$  est calculée en divisant chaque système en volumes élémentaires. L'énergie d'un volume élémentaire de  $S_1$  s'obtient en sommant les énergies d'interaction de ce volume élémentaire avec tous les volumes élémentaires de  $S_2$  :

$$E_{P_1} = \iiint_{V_2} E_{P_1 P_2} dV_2 \quad (1.63)$$

avec  $E_{P_1}$  l'énergie d'un volume élémentaire de  $S_1$ ,  $E_{P_1 P_2}$  l'énergie d'interaction d'un volume élémentaire de  $S_1$  avec un volume élémentaire de  $S_2$  et  $V_2$  le volume de  $S_2$ . L'énergie totale est alors calculée en sommant les énergies de tous les volumes élémentaires de  $S_1$  :

$$\begin{aligned} E_{tot} &= \iiint_{V_1} E_{P_1} dV_1 \\ &= \iiint_{V_1} \iiint_{V_2} E_{P_1 P_2} dV_2 dV_1 \end{aligned} \quad (1.64)$$

Calculons maintenant le laplacien de l'énergie totale :

$$\Delta(E_{tot}) = \Delta \left( \iiint_{V_1} \iiint_{V_2} E_{P_1 P_2} dV_2 dV_1 \right) \quad (1.65)$$

Les coordonnées d'intégration et de dérivation sont indépendantes. Donc :

$$\begin{aligned} \Delta(E_{tot}) &= \iiint_{V_1} \iiint_{V_2} \Delta(E_{P_1 P_2}) dV_2 dV_1 \\ &= 0 \end{aligned} \quad (1.66)$$

Ainsi, deux systèmes en interactions gravitationnelles, électrostatiques ou magnéto-statiques ne peuvent être en équilibre stable et passif.

### 1.4.2.4 Remarques sur la stabilité et l'instabilité d'un équilibre

#### 1.4.2.4.1 Remarque 1

Soit un équilibre vérifiant l'équation :

$$\operatorname{div}(\vec{F}) = k_x + k_y + k_z = 0 \quad (1.67)$$

avec  $k_i$  la raideur de la force selon l'axe  $i$ . Un équilibre est stable suivant l'axe  $i$  si  $k_i$  est négatif. L'égalité (1.67) implique qu'il existe nécessairement une direction selon laquelle l'équilibre est stable et une direction selon laquelle il est instable. Il ne peut donc être ni complètement stable, ni complètement instable. Le profil de l'énergie est au mieux en forme de selle, mais pas de puits.

#### 1.4.2.4.2 Remarque 2

De manière plus générale, le laplacien de potentiels de la forme  $\frac{1}{r^n}$  s'écrit :

$$\Delta U = K \frac{1}{r^{n+2}} (n(n+1) - 2n) \quad (1.68)$$

$K$  est une constante qui dépend du phénomène physique considéré.  $r$  étant positif par définition, le signe de  $\Delta U$  est donné par la valeur de  $n$  et par le signe de  $K$ . Il est curieux de constater que les forces de la nature se placent exactement sur le cas  $n = 1$ , rendant impossible tout équilibre stable ! Toute autre valeur de  $n$  aurait pu conduire à un équilibre stable via un choix judicieux du signe de la constante  $K$ .

### 1.4.3 Le diamagnétisme : une exception au théorème d'Earnshaw

Le diamagnétisme est une propriété intrinsèque de la matière, donc pas d'énergie consommée, et permanente dans le temps. Cette section reprendra donc les deux autres critères : équilibre et stabilité.

Un équilibre stable est atteint lorsque le système est dans un minimum d'énergie (Fig : 1.10(a)). Ceci nécessite donc que le gradient de l'énergie, la force, soit nul (Fig : 1.10(b)) et que la raideur soit négative (Fig : 1.10(c)). Les forces diamagnétiques dépendent de la susceptibilité, ainsi que du gradient du module de champ. Un critère dit de sustentation est défini afin de déterminer si les conditions sont suffisantes pour assurer la lévitation [33] [40]. La stabilité, quant à elle, est assurée si la raideur est négative dans toutes les directions. Cela s'avère possible pour les forces diamagnétiques, comme nous le démontrerons.

Dans un premier temps, nous verrons comment assurer l'équilibre à l'aide de forces diamagnétiques. Puis nous démontrerons que le diamagnétisme est une exception au théorème d'Earnshaw et qu'il peut assurer un équilibre stable.

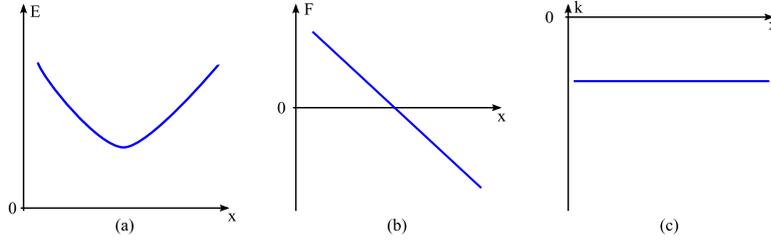


FIG. 1.10 – Conditions de stabilité de la lévitation sur a) L'énergie est minimale, b) La force change de signe c) La raideur est négative

### 1.4.3.1 Condition d'équilibre et critère de sustentation

Ce critère porte sur la somme des forces auxquelles est soumis l'objet, également appelée résultante ( $\vec{R}$ ). Un corps est dit en équilibre si cette somme est nulle (Fig :1.10 b). Si l'objet est soumis aux forces diamagnétiques  $\vec{F}_{Dia}$  et à son poids  $\vec{P}$  :

$$\vec{F}_{Dia} + \vec{P} = \vec{0} \quad (1.69)$$

Ces forces sont toutes volumiques. En moyenne, sur l'ensemble du corps diamagnétique :

$$\langle \rho \cdot g \rangle = \left\langle \frac{\chi}{2\mu_0} \text{grad}(B^2) \right\rangle \quad (1.70)$$

où  $\rho$  est la masse volumique,  $g$  la constante de gravitation. Le critère de sustentation est défini à partir de cette égalité :

$$C_S = \text{grad}(B^2) = 2\mu_0 \cdot g \frac{\rho}{\chi} \quad (1.71)$$

Il exprime la condition sur le gradient du module du carré du champ nécessaire pour obtenir la lévitation. Ce critère dépend du matériau étudié (quelques exemples sont donnés dans le tableau 1.1). Il varie de quelques centaines de  $T^2/m$  pour les matériaux pouvant être facilement lévités, à 10 000  $T^2/m$  pour les matériaux dont la mise en lévitation est beaucoup plus difficile. <sup>7</sup>

### 1.4.3.2 Une voie vers la lévitation stable, sans consommation d'énergie

Le théorème d'Earnshaw ne peut pas s'appliquer à tout phénomène magnétique. Il exclut les phénomènes induits, au sens large, que cela soit les courants ou l'aimantation. Ainsi, Brunbeck démontre que l'équilibre est stabilisé par des matériaux de susceptibilité magnétique ou électrique négative [24]. Nous allons le redémontrer ici, mais de manière différente.

<sup>7</sup>Remarque : le critère de susceptibilité est parfois défini par :

$$C_S = B \cdot \text{grad}(B) = \mu_0 \cdot g \frac{\rho}{\chi}$$

Ce qui est équivalent à celui utilisé ici, à un facteur 2 près.

matériau	densité SI	susceptibilité SI ( $10^{-6}$ )	critère de sustentation $T^2/m$
<i>Bi</i>	9.747	-165	1456
$C_{\perp}$	2.04	-614	82
$C_{\parallel}$	2.04	-103	488
$C_{isotrope}$	2.15	-206	398
<i>Cu</i>	8.96	-22	10417
$H_2O$	1	-9	2724
<i>Sb</i>	6.7	-69	2397
<i>Si</i>	2.33	-3	17602
$SiO_2$	2.2	-13	3982

TAB. 1.1 – Critère de sustentation de matériaux diamagnétiques

En substance, la démonstration consiste à prouver que l'énergie de ces phénomènes induits est proportionnelle au carré du module du champ. Or celui-ci ne satisfait pas à l'équation de Laplace, c'est-à-dire que son laplacien est non nul. L'étude de son signe permet de déterminer le signe adéquat du facteur de proportionnalité,  $K$ , afin de satisfaire la condition de stabilité.

Calculons maintenant le laplacien de l'énergie d'un dipole induit à partir de l'équation (1.6) :

$$\Delta E_{induit} = -\frac{\chi}{2\mu_0} \Delta \|B\|^2 \quad (1.72)$$

Pour simplifier, cette analyse sera réalisée en coordonnées cartésiennes sans aucune perte de généralité.

Étudions dans un premier temps le laplacien du module du champ :

$$\begin{aligned} \Delta \|B\|^2 &= \Delta (B_x^2 + B_y^2 + B_z^2) \\ &= 2 \left[ (\nabla B_x)^2 + (\nabla B_y)^2 + (\nabla B_z)^2 + B_x \Delta B_x + B_y \Delta B_y + B_z \Delta B_z \right] \end{aligned} \quad (1.73)$$

Hors source de champ et en l'absence de courant, l'induction magnétique vérifie l'équation de Laplace<sup>8</sup>. Le laplacien de chacune de ses composantes est donc nul :

$$\Delta B_x = \Delta B_y = \Delta B_z = 0 \quad (1.74)$$

<sup>8</sup>Effectivement il n'existe pas de monopole magnétique, donc :

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

Et puisque nous n'imposons pas de courant :

$$\operatorname{rot}(\vec{B}) = \vec{0}$$

Par suite :

$$\vec{\Delta} \vec{B} = \overrightarrow{\operatorname{grad}} [\operatorname{div}(\vec{B})] - \operatorname{rot}(\operatorname{rot} \vec{B}) = \vec{0}$$

L'équation 1.73 se simplifie donc en :

$$\Delta \|B\|^2 = 2 [(\nabla B_x)^2 + (\nabla B_y)^2 + (\nabla B_z)^2] \quad (1.75)$$

Cette égalité étant évidemment positive, le module de champ magnétique admet un minimum. Le laplacien de l'énergie a donc un signe opposé à la susceptibilité. Il reste donc à étudier l'influence de la susceptibilité.

Supposons la susceptibilité positive, cas des matériaux ferromagnétiques et paramagnétiques. Le laplacien de l'énergie est alors négatif et l'équilibre instable.

Pour les matériaux diamagnétiques, la susceptibilité est négative. Donc le laplacien de l'énergie est positif. Les raideurs de ces forces dans les trois directions de l'espace peuvent donc être négatives. Un équilibre stable est possible.

### 1.4.3.3 Remarques

Le diamagnétisme est une exception au théorème d'Earnshaw car il s'agit d'un phénomène induit s'opposant à son origine.

Physiquement, le diamagnétisme constitue une exception au théorème d'Earnshaw car son aimantation est induite et négative. Cette dernière s'adapte au champ inducteur. Au niveau microscopique, les électrons modifient leur moment magnétique et leur vitesse de précession autour du noyau en fonction du champ. L'équilibre est donc statique à l'échelle macroscopique mais dynamique à l'échelle microscopique [85].

Ce phénomène est identique pour les matériaux supraconducteurs. Ce sont en effet des matériaux magnétiques avec une susceptibilité égale à -1. L'introduction d'un champ magnétique induit des courants qui ne sont plus limités à l'atome mais qui se développent sur l'ensemble du matériau. Il est donc également possible d'obtenir une lévitation stable à l'aide des matériaux supraconducteurs. Cela a été démontré après la seconde Guerre Mondiale par Arkadiev [9]. Cette méthode est certes beaucoup plus efficace, la susceptibilité de ces matériaux valant -1, mais elle nécessite de travailler à basse température (100 K ou moins).

Un raisonnement analogue avec les diélectriques conduit à une solution équivalente : si la susceptibilité électrique est négative, alors la lévitation devient stable. Toutefois, il n'existe aucun matériau avec une telle propriété.

La supraconductivité et le diamagnétisme sont donc les seules exceptions au théorème d'Earnshaw.

### 1.4.3.4 Conclusion sur l'exception diamagnétique

Les matériaux diamagnétiques sont repoussés loin des zones de champ important. Il est donc possible que cette force à distance soit opposée à la gravité et la compense. Un critère a donc été défini afin de déterminer si la géométrie du champ crée une force suffisante. De plus, le diamagnétisme est un phénomène induit. Son

énergie ne varie donc pas en  $\frac{1}{r}$ . Par suite, son laplacien est non nul et même positif, puisque c'est un phénomène répulsif. Un équilibre stable est donc possible.

Un autre phénomène répond au même critère : la supraconductivité. En effet, dans leur partie linéaire, les matériaux supraconducteurs sont des diamagnétiques parfaits et leur susceptibilité est égale à -1. La lévitation supraconductrice est donc elle aussi une exception au théorème d'Earnshaw.

#### 1.4.4 Conclusion sur la lévitation

La lévitation consiste à compenser le poids d'un objet exclusivement à l'aide de forces à distance, donc sans contact. Nous avons montré qu'il existe plusieurs formes de lévitation que nous pouvons classer en fonction de leur stabilité et de leur nécessité d'apport énergétique. Le diamagnétisme étant un phénomène passif et statique, nous nous sommes donc intéressés aux conditions de lévitation statique et ne nécessitant pas d'apport d'énergie.

Toutefois, pour être stable, ce type de lévitation est obtenu à partir d'énergies dont la variation n'est pas en  $\frac{1}{r}$ . Or, les forces statiques aisément utilisables, que sont les forces gravitationnelles, électrostatiques et magnétostatiques, dérivent précisément de potentiels avec une telle variation. Ces forces ne permettent pas d'atteindre une lévitation stable et statique.

Le diamagnétisme est un phénomène induit qui génère une force de répulsion. Un critère dit de sustentation a été défini afin de déterminer si le champ est suffisant pour contrebalancer la gravité. Nous avons ensuite montré que l'énergie associée à ce phénomène n'est pas en  $\frac{1}{r}$ . Un équilibre stable est donc possible.

Seule la supraconductivité fournit un résultat équivalent. Toutefois, le diamagnétisme est le seul phénomène permettant une lévitation stable et passive à température ambiante.

### 1.5 Conclusion du chapitre I

Le diamagnétisme est une réaction de la matière à son introduction dans un champ magnétique. Cette réaction est négative, c'est-à-dire qu'elle s'oppose à cette introduction. C'est la réponse intrinsèque de tout matériau à la présence d'un champ. Elle est toutefois faible et est masquée par tout autre phénomène magnétique.

Au cours de ce chapitre, nous avons analysé les conséquences de cette réaction négative.

En réponse à son introduction dans un champ, un matériau diamagnétique est repoussé par les zones de champ important. La force diamagnétique est donc répulsive. L'étude du couple induit s'est révélée plus complexe. En effet, une particule

placée dans un champ est soumise à un couple ayant deux composantes : l'une, négligeable dans le cadre de ces travaux, qui se manifeste quel que soit le champ et l'autre qui se manifeste seulement en champ inhomogène. Toutefois, dans la plupart des cas que nous serons amenés à rencontrer, le deuxième sera prédominant. Pour s'en assurer, un critère de comparaison a été mis en place.

Connaissant le comportement d'un matériau diamagnétique, nous nous sommes alors intéressés aux particularités de la lévitation. La force diamagnétique est répulsive, mais cela n'est pas suffisant pour assurer la stabilité de la lévitation. En effet, deux particules de charges opposées se repoussent également et pourtant leur lévitation est impossible. Cela est dû au fait que la force électrostatique dérive d'un potentiel en  $\frac{1}{r}$ , tout comme les forces gravitationnelles et magnétostatiques. Or Earnshaw a démontré qu'avec ce type de force, l'obtention d'un équilibre stable est impossible, interdisant du même coup la lévitation avec les forces statiques connues à l'époque. Cependant, le diamagnétisme, découvert un peu plus tard, est un phénomène induit. Son énergie ne varie donc pas en  $\frac{1}{r}$  et il ne satisfait pas les conditions du théorème d'Earnshaw. Il représente donc l'un des moyens d'obtenir une lévitation stable et statique, mais il est le seul accessible à température ambiante.





# Chapitre 2

## Etat de l'Art et Lois de Réduction d'Echelle

### Sommaire

---

<b>1.1</b>	<b>Introduction</b>	<b>7</b>
<b>1.2</b>	<b>Propriétés magnétiques des matériaux</b>	<b>8</b>
1.2.1	Ferromagnétisme	8
1.2.2	Paramagnétisme	9
1.2.3	Diamagnétisme	9
1.2.4	Conclusion et bilan	10
<b>1.3</b>	<b>Conséquences comportementales macroscopiques</b>	<b>10</b>
1.3.1	Hypothèse	11
1.3.2	Energie	11
1.3.3	Force diamagnétique	12
1.3.4	Couple	14
1.3.5	Comparaison avec les matériaux paramagnétiques	29
1.3.6	Cas d'une particule anisotrope	30
1.3.7	Conclusion sur le comportement d'un matériau diamagnétique	32
<b>1.4</b>	<b>Lévitiation diamagnétique</b>	<b>32</b>
1.4.1	Généralités sur la lévitation	32
1.4.2	Théorème d'Earnshaw	36
1.4.3	Le diamagnétisme : une exception au théorème d'Earnshaw	39
1.4.4	Conclusion sur la lévitation	43
<b>1.5</b>	<b>Conclusion du chapitre I</b>	<b>43</b>

---



## 2.1 Introduction

Au milieu du  $XIX^{eme}$  siècle, Faraday remarque que certains matériaux sont repoussés par les sources de champ magnétique : les matériaux diamagnétiques. Cette propriété est vérifiée pour des matériaux solides ainsi que pour certains gaz. Quelques années plus tard, Thomson suggère que la lévitation de ce type de matériau doit être possible. Il faut tout de même attendre 1939 et Brunbeck [23] pour en avoir une démonstration spectaculaire : il parvient pour la première fois à compenser la gravitation grâce au diamagnétisme. Il met en lévitation du carbone ainsi que du bismuth dans le champ d'un électroaimant fournissant 24 000 Oe, soit  $1,9.10^6$  A/m ou encore 2,4 T.

Les choses en restent là jusqu'au milieu des années 60. Un matériau extrêmement diamagnétique est alors découvert : le carbone pyrolytique. Les possibilités de lévitation sont alors fortement réétudiées [86] [98]. Les premiers brevets concernant des applications suivent peu après [82] [99]. Malgré les propriétés intéressantes de ce nouveau matériau, l'effervescence retombe. Les années 80 révolutionnent le domaine des sources de champs : les bobines supraconductrices apparaissent et de nouveaux aimants sont découverts, SmCo et NdFeB. Les bobines supraconductrices relancent alors l'intérêt du diamagnétisme : Beaunon & al. parviennent à mettre en lévitation de l'eau ou de l'alcool [13]. Toutefois, cette technologie reste difficile et lourde à mettre en oeuvre. Pelrine explore donc au milieu des années 90 les possibilités offertes par les aimants [70]. A partir de 2000, plusieurs groupes s'intéressent aux applications du diamagnétisme, Bleuler & al. [16], Boukalell & al. [20], Hirota [51] et Pelrine & al. [73], pour ne citer que les plus importants. Enfin, à partir de 2004, une nouvelle voie est ouverte par Lyuksyutov & al. [61] et Chetouani & al. [31] : la réduction d'échelle. Ils montrent que le diamagnétisme à l'échelle micrométrique compense les forces de gravité, et ce, même pour des matériaux de faible susceptibilité diamagnétique comme l'eau.

Comme nous pouvons le voir à travers ce rapide historique, le diamagnétisme a rapidement attiré l'attention mais sans qu'il soit possible de l'utiliser du fait des faibles susceptibilités mises en jeu. Mais au fil des avancées du magnétisme, de nouvelles possibilités se sont ouvertes. Dernièrement, la lévitation avec des aimants de taille micrométrique semble être efficace. Il est donc intéressant de l'étudier plus en détails.

Au cours de ce chapitre, nous reviendrons sur les différentes applications du diamagnétisme. Nous analyserons ensuite comment ces avancées technologiques ont effectivement permis d'amplifier les forces diamagnétiques. Nous étudierons enfin ce qu'il en est avec la réduction d'échelle.

## 2.2 Applications du diamagnétisme

Un corps diamagnétique est repoussé par les sources de champ. De par le principe d'action/réaction, les sources de champ sont également repoussées par les matériaux diamagnétiques. Le diamagnétisme est utilisé de deux manières différentes :

- Force diamagnétique sur un corps diamagnétique
- Force diamagnétique sur un aimant

Dans le premier cas, le matériau diamagnétique lévite, le champ nécessaire à la sustentation étant fourni par des aimants ou des bobines. Dans le deuxième cas, un aimant est en lévitation, le champ nécessaire est assuré par une source extérieure. Le matériau diamagnétique a un rôle de stabilisation de cet équilibre. Nous étudierons successivement quelles sont les applications liées à chacune de ces approches.

### 2.2.1 Force magnétique sur un corps diamagnétique

La force diamagnétique est utilisée sous deux formes :

- La lévitation
- La poussée d'Archimède magnétique

Dans le premier cas, la force diamagnétique est utilisée pour compenser le poids. Il suffit pour cela que le module du champ soit décroissant selon l'axe vertical. La force diamagnétique est alors orientée vers le haut, opposée au poids (Fig. 2.1(a)). En cas d'égalité des deux forces, un équilibre est atteint et le corps est donc dit en lévitation.

Le corps lévitant n'est alors plus soumis aux frottements secs mais seulement aux frottements fluides dus à l'air. Ces derniers peuvent être supprimés sous vide. Il est alors possible d'engendrer un déplacement à l'aide de très faibles forces. La lévitation est donc utilisée pour des capteurs ultrasensibles ou pour des actionneurs de très basse consommation. Dans d'autres applications, c'est la différence de susceptibilité et/ou de masse entre deux matériaux qui est utilisée. Le matériau ayant la susceptibilité magnétique la plus faible en valeur relative ou étant le plus léger, sera plus fortement repoussé (Fig. 2.1(b)). Il est ainsi possible, en jouant sur cette différence de susceptibilité, de séparer deux composés.

Nous reviendrons plus en détail sur chacune de ces trois applications (capteur, actionneur et filtrage/séparation).

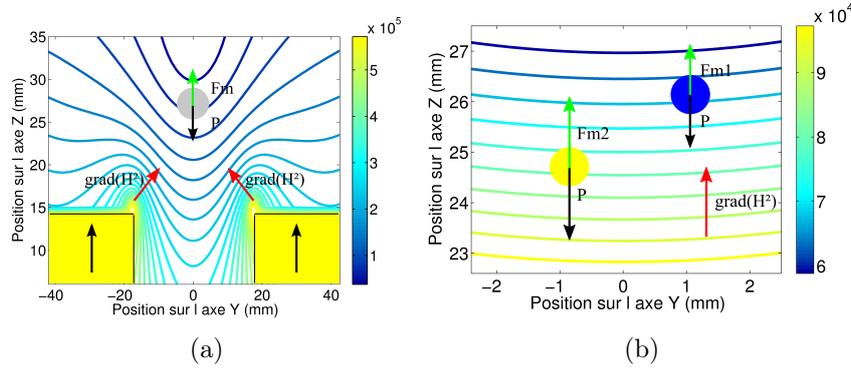


FIG. 2.1 – Principes de base des applications utilisant le diamagnétisme : (a) lévitation, (b) Séparation. Les isoignes de module de champ sont représentées (A/m)

### 2.2.1.1 Application du diamagnétisme aux capteurs

A ce jour, plusieurs types de capteurs ont été étudiés : les capteurs inertiels, les jauges à vide, les capteurs de pression mais aussi la calibration ultra-fine d'AFM.

#### 2.2.1.1.1 Capteurs inertiels

##### Inclinomètre

Les capteurs inertiels ont été les premiers capteurs diamagnétiques à apparaître [84] [83]. Il s'agissait tout d'abord d'un inclinomètre converti par la suite en accéléromètre unidimensionnel [82]. Ce capteur est constitué d'un barreau de graphite pyrolytique placé entre les deux pôles d'un aimant. Afin d'augmenter les gradients, ces pôles étaient taillés en fins biseaux. Les gradients de champ engendrés sont tels que le barreau diamagnétique ne peut se déplacer que selon sa longueur. Les effets de bords centrent avec une faible raideur le barreau suivant l'axe horizontal. La force de rappel est donc très faible mais linéaire sur une certaine plage. Le déplacement du barreau est donc directement proportionnel à la force subie.

L'inclinomètre a pour but de mesurer l'angle du système par rapport à l'horizontale. L'apparition d'un angle crée une force selon l'axe horizontal. Puisque la raideur est faible et les frottements secs inexistant, un angle faible suffit à déplacer le barreau. De la mesure de ce déplacement est déduit l'angle. Cet inclinomètre a une résolution inférieure au  $\mu rad$ , ce qui correspond à une force d'un millionième du poids. La position est ensuite mesurée sans contact, par un système optique [84] ou capacitif [83]. Dans un premier cas, une lampe éclaire les extrémités du barreau. Le déplacement du barreau le long de son axe obture plus le faisceau d'un côté que de l'autre. Cette différence de flux de photons est ensuite mesurée par des photodiodes insérées dans un pont de Wheatstone. Dans un second cas, le déplacement est mesuré capacitivement. Nous ne nous attarderons pas dessus puisqu'à

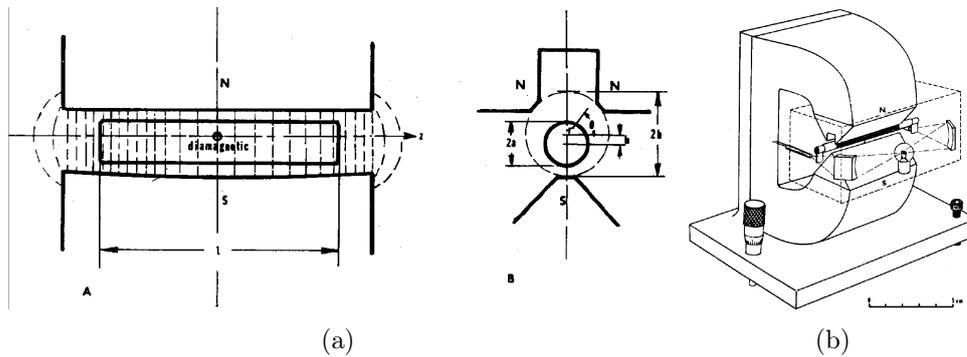


FIG. 2.2 – (a) Vue en coupe et (b) Perspective cavalière d'un inclinomètre à lévitation diamagnétique [84]

notre connaissance, seul le système optique a été réalisé.

## Gyroscope

Beaucoup plus tard, en 2001, Geim & al. conçoivent un gyroscope de haute précision [46]. Ils mesurent la vitesse de rotation de la terre ( $\Omega_T = 7,29 \cdot 10^{-5} \text{ rad/s}$ ) avec une précision de 0,3 %, comparable aux meilleurs gyroscopes. En plaçant une balle de plastique en lévitation diamagnétique dans une bobine supraconductrice, les frottements solides sont supprimés. Or ce sont eux qui limitent la résolution des gyroscopes conventionnels. Une très bonne résolution est donc atteinte. La balle est mise en rotation. Par conservation du moment gyroscopique, lorsque la terre tourne, l'axe de rotation du lévitant reste inchangé. Par rapport à la Terre, l'axe de rotation de la balle semble tourner à une vitesse opposée à la vitesse de rotation de la Terre. La vitesse de rotation a été déterminée grâce à une mesure optique (Fig : 2.3).

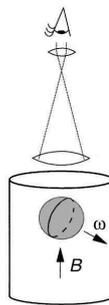


FIG. 2.3 – Principe d'un gyroscope à masse lévitante [46]

### 2.2.1.1.2 Jauge à vide

Le principe de la jauge à vide est complexe [42]. Son fonctionnement repose

entièrement sur l'absence de frottements d'une masse en lévitation diamagnétique dans le vide. Le choc des molécules encore présentes dans le gaz avec le corps lévitant est alors suffisant pour créer une accélération angulaire dont est déduite la pression.

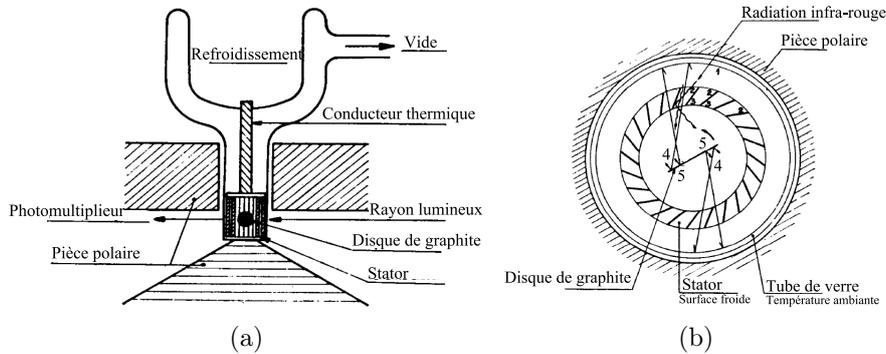


FIG. 2.4 – vue de (a) face et de (b) dessus de la jauge à vide à lévitation diamagnétique [42]

La jauge est composée d'un stator et d'un rotor. Le rotor est réalisé en carbone pyrolytique. Il est maintenu en lévitation à l'aide de pièces polaires, extérieures à la jauge. Le rotor et le stator sont placés dans le vide poussé que l'on cherche à mesurer.

Le rotor est constitué d'un disque de carbone pyrolytique en lévitation. Sa position de lévitation du rotor est telle qu'il peut librement tourner autour de l'axe vertical (Fig : 2.4(a)). Le vide à mesurer est suffisamment poussé pour que le libre parcours moyen des molécules du gaz soit supérieur aux dimensions de la jauge. En conséquence, ces molécules se déplacent en ligne droite, sans collision. Elles se comportent comme des boules de billard ne se réfléchissant que sur les parois de la jauge. Le stator est, quant à lui, composé de pales inclinées et refroidies. L'inclinaison et l'espacement des pales sont tels qu'une partie des molécules rebondit sur ces pales avant d'atteindre le rotor alors qu'une autre partie l'atteint directement. Deux parties sont donc à distinguer sur chaque face du rotor (Fig : 2.4(b)). Les molécules ayant rebondies sur les pales du stator atteignent le rotor au niveau de la partie (4) alors que les molécules provenant directement des bords de la jauge l'atteignent au niveau de la partie (5).

Le stator étant refroidi, les molécules qui en proviennent ont donc une faible énergie cinétique. Les bords de la jauge étant à température ambiante, les molécules en proviennent avec une énergie cinétique importante. Ainsi, la quantité de mouvement transmise sur la partie (4) du lévitant est plus importante que sur la partie (5). Le disque est donc soumis à un couple.

La vitesse angulaire du disque est mesurée par voie optique. Un faisceau lumineux traverse la jauge au niveau du disque en lévitation. Au cours de sa rotation, le flux de photons est plus ou moins occulté. Une photodiode mesure ces variations de quantité de lumière. La fréquence des extinctions est proportionnelle à la vitesse angulaire du disque. De la variation de cette vitesse avec le temps, soit de

l'accélération angulaire, est déduit le couple. Enfin, on calcule à partir de ce couple la pression dans l'enceinte.

### 2.2.1.1.3 Calibration fine de capteur

La pointe d'un Microscope à Force Atomique (AFM) est soumise à des frottements lors de son parcours sur la surface d'un échantillon. Ces frottements entraînent des déformations de la poutre soutenant cette pointe et bruitant ainsi les mesures. Il est important de pouvoir quantifier ce bruit. Pour cela il est nécessaire d'appliquer une force avec une raideur constante de  $10 \text{ pN/nm}$  sur quelques micromètres [60]. Une plaque de graphite pyrolytique en lévitation au-dessus d'aimants remplit parfaitement ce rôle. Un dimensionnement correct de la plaque de graphite, de la taille ainsi que de la position des aimants permet de remplir le cahier des charges.

Les frottements dépendent du matériau constitutif de l'échantillon. Le matériau étudié est donc déposé sur la plaque de graphite. La pointe parcourt ensuite ce matériau. Du fait des frottements, le matériau et la plaque de graphite sont déplacés (Fig. 2.5). Puisque la force de rappel diamagnétique est parfaitement linéaire, et parce que la distance de déplacement est connue, la force de frottement est retrouvée.

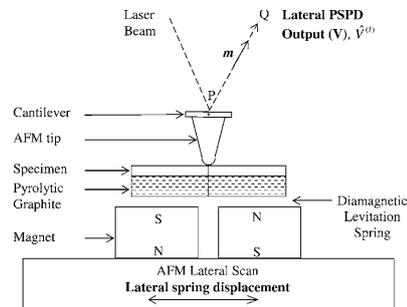


FIG. 2.5 – Principe de quantification du bruit entraîné par le frottement d'une pointe AFM sur un substrat [60]

### 2.2.1.2 Applications du diamagnétisme aux actionneurs

#### 2.2.1.2.1 Alignement de cristaux

Mikelson & al. ont cherché à orienter des cristaux de métaux diamagnétiques pendant leur phase de refroidissement [62]. L'orientation de ces cristaux influence fortement les propriétés du matériau final. L'étude a été réalisée sur Al-Cu, Cd-Zn, et Bi-Zn. Dans tous les cas une influence du champ a été remarquée, et ce malgré sa faible amplitude (1T).

En fonction de l'amplitude du champ et de la composition de l'alliage étudié, les cristaux obtenus s'orientent parallèlement ou orthogonalement aux lignes de champ.

#### 2.2.1.2.2 Guidage et confinement d'êtres vivants

Un travail similaire a été réalisé par Nakaoka sur des êtres vivants : les paramécies [67]. Placées dans un champ homogène de 0,68 T, les paramécies se déplacent en très grande majorité perpendiculairement au champ magnétique (Fig : 2.6).

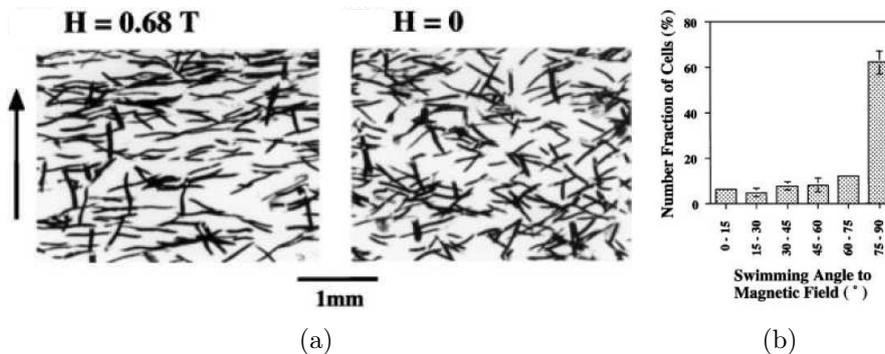


FIG. 2.6 – (a) Direction de déplacement des paramécies en présence et en l'absence d'un champ magnétique homogène statique, (b) Répartition statistique de leur déplacement en présence du champ [67]

A l'inverse, Winkleman & al. sont parvenus à confiner diamagnétiquement des cellules de chlamydomonas ou de levures [104]. Ils ont pour cela utilisé des aimants permanents dont le flux a été concentré grâce à des pièces ferromagnétiques coniques. Les cellules ont été mises en solution dans un milieu paramagnétique à base de sels de gadolinium [III].

Les deux exemples précédents orientent des particules ou des êtres vivants en utilisant le diamagnétisme. Malheureusement, les sources de champs ne sont pas suffisamment décrites. Ces expériences ne peuvent donc pas confirmer nos conclusions, établies au chapitre I, sur l'orientation de particules diamagnétiques.

### 2.2.1.2.3 Manipulation de microparticules

La manipulation de microparticules a été testée sous différentes formes :

- Déplacement des sources de champ
- Diélectrophorèse
- Diamagnétophorèse

L'actionnement de particules par déplacement des sources de champ a été réalisé par Winkleman & al. [104]. Des particules de polystyrène, en milieu paramagnétique, ont été déplacées par modification du champ. Une particule est maintenue entre deux pièces polaires. L'aimant de gauche est maintenu fixe, alors que celui de droite est déplacé. Ainsi, la position de lévitation est déplacée et, avec elle, le minimum d'énergie et la particule (Fig : 2.7)

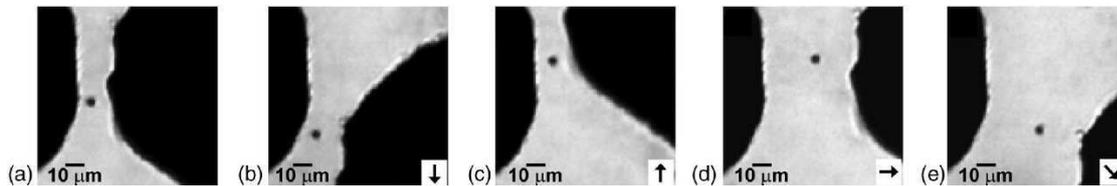


FIG. 2.7 – Piége d'une particule de polystyrène dans une solution paramagnétique entre deux pièces coniques en pointe. La pièce de gauche est maintenue fixe, la pièce de droite est déplacée : (a) Position originale, (b) Déplacement vers le bas, (c) Le haut, (d) La droite et (e) A droite vers le bas [104]

L'actionnement par diélectrophorèse a été mis en oeuvre par Lyutsutov & al. [61]. Ils ont utilisé deux aimants aimantés horizontalement et en opposition. Les aimants sont séparés par un canal traversé d'électrodes filiformes (Fig 2.8). Ces électrodes sont conçues de sorte qu'une tension (pour la diélectrophorèse) ou un courant (pour la diamagnétophorèse) puissent y être appliquées.

La diélectrophorèse est obtenue à l'aide d'une tension alternative, dont la fréquence est de quelques kHz, générant un champ électrique variable dont l'amplitude est de  $10^5$  V/m. La particule est alors attirée par les zones de champ fort. Ces zones étant proches des électrodes, la particule s'en approche.

La diamagnétophorèse est obtenue en utilisant les électrodes comme conducteurs et en y faisant passer un courant continu. Ce courant crée un champ magnétique repoussant les particules, constituant ainsi un autre moyen d'actionnement. Toutefois, du fait des courants importants à faire passer, entre 5 et 7 A, ce moyen d'actionnement est utilisé en impulsions de durée 0,5 à 2 s.

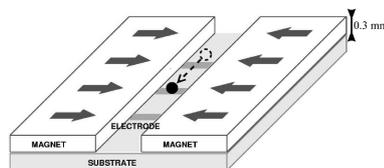


FIG. 2.8 – Principe de l'expérience menée par Lyutsutov & al. [61]

### 2.2.1.3 Séparation

En jouant sur la différence de susceptibilité et de densité entre deux matériaux, il est possible de séparer ces derniers à l'aide d'un champ magnétique statique. On parle alors de séparation HGMS (High Gradient Magnetic field Separation). Des expériences ont été menées sur des solides, des gaz ou du matériel biologique. La force nécessaire à cette séparation est générée grâce à des bobines supraconductrices ou des microstructures magnétiques.

#### 2.2.1.3.1 Solides

Hirota & al. et Ikezoe & al. montrent l'exemple de billes de verres de différentes compositions séparées à l'aide d'une bobine supraconductrice fournissant un champ de 12T [51] [56]. Les propriétés physiques et magnétiques des billes sont liées à leur composition (Tab : 2.1). En l'absence de champ, les billes sont mélangées. En présence du champ, les différents types de billes se séparent dans le sens du gradient de champ, ici verticalement. Dans de telles conditions, une différence de hauteur de lévitation de quelques centimètres est observée (Fig : 2.9). Les susceptibilités mises en jeu étant relativement faibles, il a été nécessaire d'immerger les billes dans un milieu paramagnétique, ici dans une solution de  $MnCl_2$ .

Une expérience tout à fait similaire a été menée avec des sels de différentes compositions : NaCl et KCl ([51] [56]). La susceptibilité ainsi que la densité sont très proches. Il a donc été nécessaire, pour les séparer, d'augmenter la poussée magnétique d'Archimède. L'expérience est donc menée dans un milieu d'oxygène gazeux pur à 32 bar. L'application d'un champ permet de les séparer de 1 cm (Fig : 2.10).

bille	Composition (% molaire)	Susceptibilité	densité
Rouge	Si(57), Na(12), Zn(12), Ca (5), K(3)	$-13, 3.10^{-6}$	2,54
Jaune	Si(51), Pb(40), Ca (6), K(1)	$-9, 27.10^{-6}$	3,2
Bleue	Si(52), Pb(38), Ca (6), K(1), Co(0,4)	$-2, 20.10^{-6}$	3,17
Noire	Si(46), Pb(34), Mn(11), Ca (6), K(1)	$317.10^{-6}$	3,2

TAB. 2.1 – Propriétés magnétiques et physiques des sels utilisé par Hirota & Al. [51]

#### 2.2.1.3.2 Matériel biologique

Avec des installations identiques à celles utilisées pour les solides, la séparation de matériels biologiques est possible. Yokoama & al. [108] sont parvenus à séparer différents types de collagènes dans un milieu paramagnétique composé de 15 bars d'oxygène. L'utilisation d'un tel milieu peut, dans certains cas comme celui-ci, présenter un risque pour l'intégrité du matériel biologique.



FIG. 2.9 – Expérience menée par [51] et [56] sur des billes de verres de différentes compositions. A droite, hors champ, les billes sont mélangées. En présence d'un champ, elles se répartissent verticalement en fonction de leur susceptibilité et de leur densité.

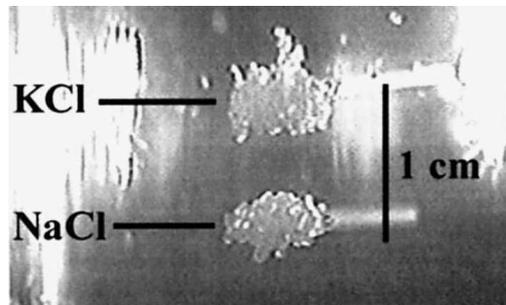


FIG. 2.10 – Expérience menée sur un mélange de sels en présence d'un champ [51][56].

D'autres solutions ont donc été développées à partir de structures de taille micrométrique. L'utilisation d'éléments ferromagnétiques de petites dimensions augmente les forces diamagnétiques par augmentation du gradient de champ. Un barreau ferromagnétique est déposé dans un canal (Fig : 2.11) [49]. Le fluide, transportant les particules à séparer, passe autour de ce barreau. L'ensemble est mis en présence d'un champ magnétique homogène. Du fait de sa forte susceptibilité, le barreau ferromagnétique concentre le flux de champ magnétique, ce qui fournit les gradients de champ recherchés. Les cellules les plus diamagnétiques sont repoussées à l'extérieur du canal, alors les paramagnétiques s'en rapprochent. La séparation est ainsi possible.

Une méthode très similaire utilisant des plots de nickel à la place d'un barreau ferromagnétique peut être utilisée afin d'augmenter encore ces gradients en les rendant tri-dimensionnels [38].

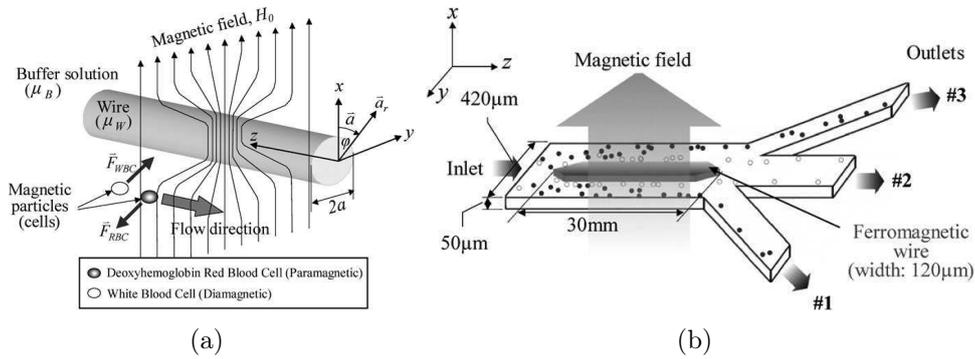


FIG. 2.11 – Principe d’un microséparateur des globules du sang, (a) Déformation des lignes de champ par le matériau ferromagnétique, (b) Schéma du dispositif [49]

### 2.2.1.3.3 Gaz

Il a été montré que l’écoulement d’un gaz est modifié par les gradients de champ [95], [91]. La question s’est posée de savoir s’il était possible de séparer deux gaz. L’exemple le plus simple est celui de l’air, composé d’azote (diamagnétique) et d’oxygène (paramagnétique). Plusieurs groupes ont simulé cette possibilité [10]. Mais, à notre connaissance, seuls Cai & al. ont tenté l’expérience [26],[103]. Ils sont parvenus à enrichir de l’air en oxygène avec de simples aimants permanents. Ces aimants centimétriques permettent l’obtention d’un gradient suffisant pour augmenter la concentration d’oxygène de l’air, à température ambiante. De l’air est introduit par la gauche du dispositif, avec un débit d’environ 40 ml/min. Au bord des aimants apparaissent de forts gradients, jusqu’à  $560 T^2/m$  (zones grisées de la Fig. 2.12). Ces gradients retiennent l’oxygène, l’empêchant ainsi de quitter les aimants dans la direction X et l’obligeant à poursuivre sa progression suivant Z. L’azote, trop faiblement diamagnétique pour être sensible à ces gradients, quitte le système selon l’axe X. L’air présent dans les aimants s’appauvrit relativement en  $N_2$  et par suite s’enrichit relativement en  $O_2$ . Ces deux aimants constituent donc un tamis magnétique. La variation d’oxygène ainsi obtenue est de l’ordre de 800 ppm (Fig. 2.13).

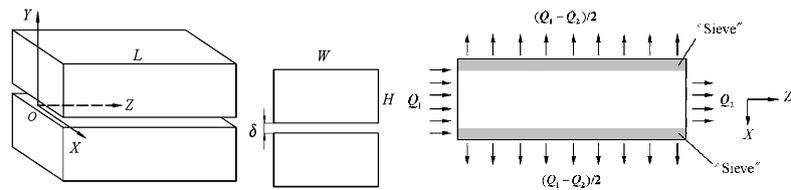


FIG. 2.12 – Configuration d’aimants utilisée par [26] (gauche) et principe d’extraction (droite)

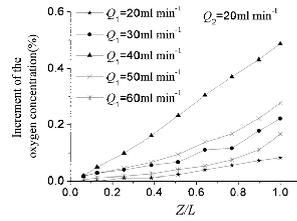


FIG. 2.13 – Evolution de la concentration d'oxygène en fonction de la position le long des aimants pour différents débits d'entrée [26]

## 2.2.2 Force diamagnétique sur un aimant

Dans cette configuration, les forces diamagnétiques sont exclusivement utilisées pour obtenir une lévitation passive. En effet, les forces diamagnétiques sont tout juste suffisantes pour mettre en lévitation une plaque de carbone graphite de densité 2,25. Leur densité étant plus importante (7,6 pour la NdFeB), les aimants ne peuvent donc pas, à ces échelles, être mis en lévitation par la force diamagnétique seule.

Cependant, deux aimants aimantés dans la même direction s'attirent. Cette force d'attraction varie avec la distance. Ainsi, en plaçant l'aimant que l'on souhaite faire léviter au-dessous d'un aimant fixe, il existe une position pour laquelle la force magnétique compense le poids. Mais si l'aimant mobile vient à s'éloigner de l'aimant fixe, la force magnétique décroît, le poids alors plus important l'entraîne vers le bas. Inversement, si l'aimant mobile s'approche de l'aimant fixe, la force magnétique qui augmente n'est plus compensée par le poids. L'aimant mobile vient alors se coller sur l'aimant fixe. L'équilibre ainsi formé est instable.

L'insertion d'un matériau diamagnétique permet de stabiliser cet équilibre. Une des multiples méthodes consiste à placer l'aimant mobile juste au-dessus du point d'équilibre instable précédemment trouvé (Fig : 2.14). Au dessus de cet aimant on place une plaque de graphite (par exemple, mais cela fonctionne avec les doigts ou un livre [85]) repoussant l'aimant mobile vers le bas. Si ce dernier vient à s'approcher de l'aimant fixe, il s'approche également du matériau diamagnétique. La force diamagnétique augmente plus rapidement que la force d'attraction magnétique. L'aimant en lévitation est alors repoussé vers sa position initiale. Inversement, s'il s'éloigne de l'aimant fixe, les forces de répulsions diamagnétiques décroissant rapidement, la force d'attraction magnétique reprend le dessus. L'aimant mobile est de nouveau attiré vers sa position initiale. L'équilibre a donc été stabilisé par les forces diamagnétiques. Comme nous le verrons plus tard, la lévitation d'aimants est impossible sans la stabilisation fournie par les forces diamagnétiques. Grâce à l'avancée dans la qualité des aimants au début des années 80, il a été possible d'utiliser des aimants avec des densités d'énergie, et donc des forces massiques, beaucoup plus importantes. Il devient donc plus aisé d'utiliser les forces diamagnétiques pour assurer la lévitation d'aimants.

Les premières applications sont donc arrivées autour des années 1995, mais c'est surtout après 2000 que ce domaine de recherche est devenu actif.

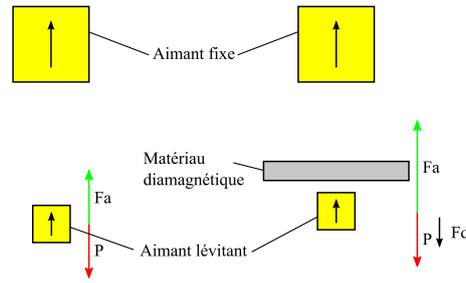


FIG. 2.14 – Principe de stabilisation de la lévitation d’un aimant. A gauche, équilibre instable, à droite, équilibre stable. ( $F_a$  indique la force d’attraction et  $F_d$  la force diamagnétique)

Les applications peuvent être classées en deux catégories : capteurs et actionneurs.

### 2.2.2.1 Application de la lévitation d’aimants aux capteurs

A notre connaissance, le seul capteur réalisé à partir d’un ou plusieurs aimants en utilisant le diamagnétisme est le capteur de force de Boukallel [19].

Boukallel & al. ont utilisé des aimants en lévitation en guise de capteur de force à très haute résolution [20]. Le déplacement de l’aimant, soumis à aucun frottement, est alors sensible à toutes les forces, même les plus faibles. La résolution du capteur obtenu s’étend de  $1 \mu N$  à  $500 \mu N$ .

Ce capteur est composé de deux systèmes élémentaires (Fig. : 2.15(a)) eux-mêmes constitués de deux aimants massifs soutenant le poids d’un autre plus petit. Des plaques de graphite pyrolytique, placées de part et d’autre de ce dernier, assurent sa stabilité.

Deux de ces systèmes élémentaires sont placés côte à côte (Fig. 2.15). Une fine baguette est alors fixée sur les aimants en lévitation. Les aimants en lévitation et la baguette constituent la sonde du capteur (Fig. 2.15(b)). Le tout est conçu de sorte que cette sonde n’ait qu’un seul degré de liberté en translation, avec une raideur très faible, entre  $9$  et  $60 \text{ nN}/\mu\text{m}$ . Toute force exercée au niveau de la pointe de la baguette dans la direction de translation occasionne donc un déplacement qui est mesuré optiquement. La force appliquée est déduite de ce déplacement.

### 2.2.2.2 Application de la lévitation d’aimants aux actionneurs

Une fois en lévitation, l’aimant peut être mis en mouvement linéaire ou en rotation. Un convoyeur ou un moteur est ainsi obtenu.

#### 2.2.2.2.1 Convoyeur

L’idée d’un convoyeur apparaît en 1990 [69]. Les calculs montrent qu’un aimant

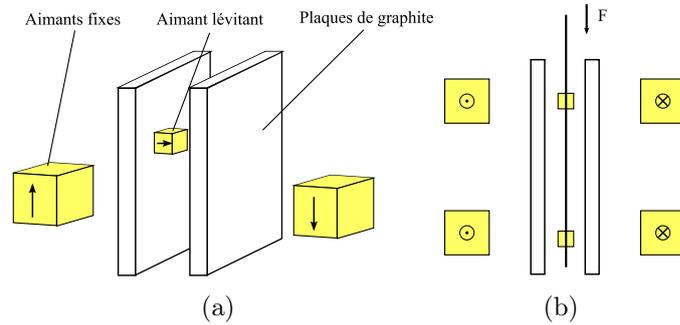


FIG. 2.15 – Capteur de force de [20] (a) Principe de lévitation de l'aimant, (b) Principe de la mesure

de 100 à 300  $\mu m$  devrait léviter de lui-même au-dessus d'une plaque de graphite. Pelrine suggère d'utiliser un tel système comme microconvoyeur. L'actionnement proposé repose sur une soufflerie. Les forces diamagnétiques assurent la sustentation, la soufflerie le déplacement. A notre connaissance aucune réalisation n'a suivi ces considérations théoriques.

Quelques années plus tard, Pelrine propose un système de transport sans frottement de charges macroscopiques [71]. Il est alors nécessaire d'utiliser un aimant fixe pour compenser le poids, le matériau diamagnétique servant à la stabilisation de l'équilibre (Fig : 2.16). La partie mobile est constituée d'un aimant sur lequel sont fixés une plaque de matériau diamagnétique ainsi qu'un support destiné à recevoir le matériel à transporter. La plaque diamagnétique est horizontale et comprise entre deux structures d'aimants créant de très forts gradients. Ainsi, cette plaque peut stabiliser l'ensemble. Ce sont ainsi 16 kg qui sont maintenus en lévitation avec des aimants permanents, un record à l'heure actuelle.

Un tel système permet le déplacement sans frottements secs, donc sans génération de microparticules. Un parfait système de transport de plaquettes de silicium en salle blanche est ainsi conçu. Les seuls frottements sont d'origine fluide et sont tellement faibles qu'il a été nécessaire d'y adjoindre un système de ralentissement par courant de Foucault ! Ce système est réalisé à partir d'une plaque de matériau conducteur léger (de l'aluminium) placée à proximité des structures d'aimants produisant de forts gradients. Ainsi le champ vu par la plaque conductrice est fortement variable. Par suite, des courants de Foucault se développent, freinant l'ensemble sans contact [1].

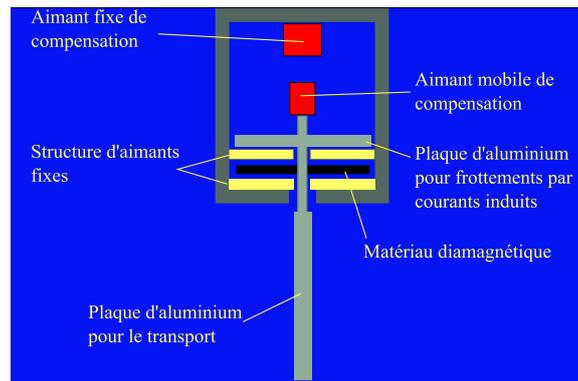


FIG. 2.16 – Convoyage sans friction de plaquettes de Silicium en salle blanche [1]

### 2.2.2.2.2 Moteur

L'utilisation de la lévitation pour réaliser des moteurs sans friction est mise en oeuvre par plusieurs équipes, avec différents moyens d'actionnement à distance.

#### Moteur électromagnétique

Moser & al. ont utilisé un petit aimant (environ 2 mm de diamètre) en lévitation dans une boîte en bismuth [66]. Le poids de l'aimant est compensé par un aimant plus important, comme décrit en introduction de cette section. L'actionnement choisi ici est électromagnétique, sur un principe similaire à celui d'un moteur asynchrone. L'aimant lévitant est ceint d'une couronne de matériau conducteur. Placé dans un champ alternatif, ce conducteur développe des courants de Foucault. Ces mêmes courants, en interagissant avec le champ inducteur, créent une force orthoradiale et donc un couple entraînant la rotation. Des rotations jusqu'à 850 tours/min ont été enregistrées.

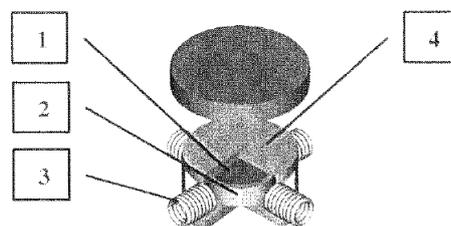


FIG. 2.17 – Moteur à aimant lévitant à actionnement inductif [66]. (1) Aimant en lévitation, (2) Couronne conductrice, (3) Bobines d'actionnement et (4) Bismuth

#### Moteur électrostatique

Moser & al. ont également mis en oeuvre un moteur à actionnement électrostatique (Fig : 2.18) [64][65]. Le rotor (1) est constitué d'un matériau léger dont les

propriétés magnétiques sont négligées. Sur ce rotor est placé une bille de matériau ferromagnétique (4). Cette bille est attirée par un aimant (5) fixe placé au-dessus de l'ensemble. Le poids du rotor est ainsi compensé. La stabilisation est assurée par un dépôt de carbone graphite (2) sous le rotor. Des aimants fixes (6) se trouvent en regard de ce dépôt et créent de forts gradients. Le rotor est ici ceint de verre peu conducteur (3), c'est-à-dire que des ions peuvent s'y déplacer mais avec des constantes de temps très importantes, de l'ordre de la seconde. Des électrodes (7) placées autour du moteur créent un champ électrique tournant. Ce champ induit des charges à la surface du verre. Toutefois, du fait de leur faible mobilité, elles ne peuvent s'adapter à ce champ tournant. Elles créent donc une force d'entraînement. Ce système permet de réaliser un positionnement extrêmement précis, en dessous de la seconde d'arc.

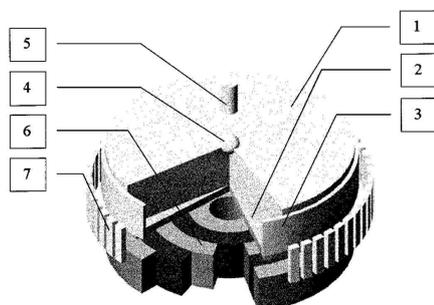


FIG. 2.18 – Moteur à aimant lévitant à actionnement électrostatique. (1) Rotor, (2) Plaque de grahite, (3) Verre peu conducteur et (4) Bille ferromagnétique, (5) Aimant fixe, (6) Aimants fixes et (7) Electrodes

### Moteur synchrone

Ho & al. ont réalisé un moteur dont le rotor est constitué de trois aimants en lévitation placés au sommet d'un triangle équilatéral [52]. Ces aimants sont reliés par une structure mécanique rigide mais légère. La sustentation est assurée par un aimant fixe et la stabilité par deux plaques de graphite pyrolytique (Fig : 2.19). Un champ tournant créé par 18 bobines engendre un couple purement horizontal sur le rotor. Aucune indication n'est donnée sur la vitesse de rotation d'un tel dispositif.

### Stockage d'énergie

Bleuler & al. proposent un système de stockage d'énergie dit FLYweel Energy System Storage (FESS) [16]. Il consiste à mettre en rotation un disque. L'énergie est donc stockée sous forme cinétique. Pour que le stockage soit sans pertes, il est nécessaire de supprimer tous les frottements. Une des solutions envisageables consiste à mettre le rotor en lévitation sous vide. Plus la masse en rotation est im-

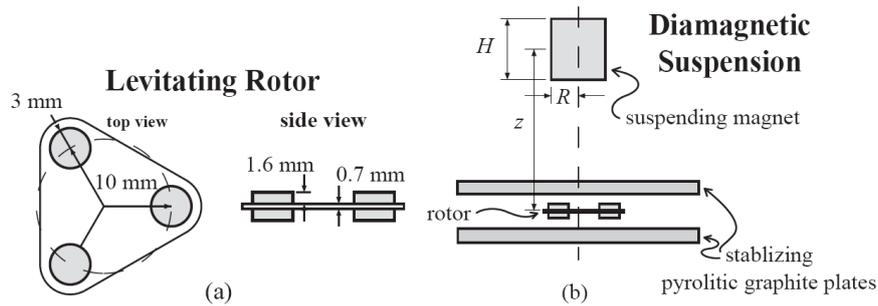


FIG. 2.19 – (a) Conception et dimensions du rotor, (b) Principe de sustentation et de stabilisation [52]

portante, plus l'énergie stockable est importante. Les forces diamagnétiques étant faibles, il a donc été nécessaire de compenser le poids du rotor par un autre biais.

Le système, similaire à ceux présentés précédemment, consiste en un rotor en graphite sur lequel est fixé un aimant. Cet aimant est lui-même attiré par un autre aimant immobile, compensant ainsi le poids de l'ensemble (Fig. 2.20(a)). Une série de petits aimants placée sous le rotor assure la stabilité.

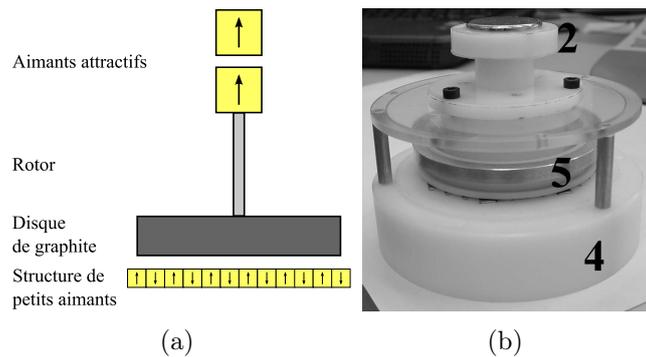


FIG. 2.20 – Stockage d'énergie par mise en rotation d'un disque diamagnétique (a) Principe, (b) Prototype [16]

### Moteur thermo-magnétique

Un dernier mode d'actionnement a été astucieusement exploité par Palmy : l'actionnement thermo-magnétique [68]. La structure utilisée pour mettre l'aimant en lévitation est très similaire à celle employée par Boukallel & al. [19], présentée précédemment. Deux aimants fixes compensent le poids d'un troisième qui servira de rotor (Fig : 2.21(a)). Les aimants fixes et l'aimant mobile sont aimantés dans le même sens, horizontalement. L'aimant mobile subit donc une force magnétique verticale compensant le poids. Situé à égale distance des deux aimants fixes, il ne subit aucune force horizontale. Toutefois, cet équilibre est instable. Il y a donc nécessité de placer des plaques de matériaux diamagnétiques, ici du bismuth, pour le stabiliser.

L'actionnement est assuré par une lampe de 250 W. Ce projecteur chauffe l'aimant par dessus, par radiation. Sous l'action de la chaleur, les propriétés magnétiques de l'aimant se dégradent localement. Le point d'application de la force de sustentation magnétique n'est donc plus au centre de gravité (Fig : 2.21(b)). Les points d'application du poids et de la force magnétique diffèrent. Un couple apparaît donc sur l'aimant qui se met alors en rotation. La partie dégradée magnétiquement se refroidit et retrouve ses propriétés magnétiques d'origine, mais une nouvelle partie de l'aimant est chauffée et localement dégradée magnétiquement. Ainsi, le point d'application de la force magnétique reste fixe, différent du centre de gravité. Il existe constamment un couple. La rotation s'en trouve ainsi entretenue.

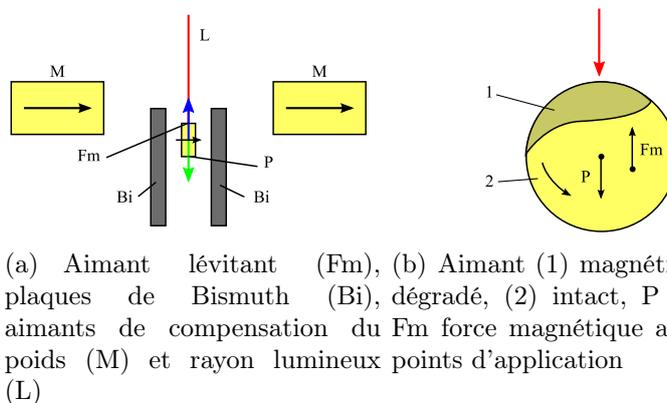


FIG. 2.21 – Moteur thermo-magnétique (a) Principe de lévitation, (b) Principe d'actionnement [68]

### 2.2.3 Conclusion sur les applications

Le diamagnétisme peut être utilisé de deux manières : soit sur un matériau diamagnétique, soit sur un aimant. Dans les deux cas, des applications de capteurs et d'actionneurs existent, toutes basées sur la lévitation que ce soit pour compenser le poids ou bien pour stabiliser un équilibre obtenu par d'autres types de forces à distance. Le corps en lévitation n'est soumis qu'au frottement fluide. Une force minime, jusqu'à un millionième du poids, suffit à générer un déplacement significatif. Des capteurs à résolution très élevée ou bien des actionneurs à faible consommation ont été ainsi conçus. Un dernier type d'application a été étudié : la séparation magnétique. La différence de susceptibilité entre matériaux est utilisée alors pour leur séparation.

## 2.3 Amplification de l'effet diamagnétique

Malgré le fait que la présence d'un champ magnétique induise une modification du moment cinétique de chacun des électrons, les conséquences du diamagnétisme sont bien souvent peu utilisables. De nombreuses recherches ont donc été menées

afin d'amplifier ce phénomène. Nous allons donc revenir sur les différents moyens d'élargir les potentialités du diamagnétisme.

La section 1.3.3 a permis de conclure que la force dépend de la susceptibilité du matériau, du module du champ ainsi que de son gradient.

Ces trois possibilités seront tour à tour étudiées.

## 2.3.1 Influence du champ

### 2.3.1.0.3 Principe

La force diamagnétique est proportionnelle au carré du champ. Au cours du vingtième siècle, de remarquables progrès ont été réalisés au niveau de la qualité des aimants. Toutefois, les champs restent limités au Tesla. Les effets macroscopiques du diamagnétisme sur de tels champs restent négligeables, sauf à prendre d'excellents matériaux diamagnétiques. Les bobines supraconductrices permettent de créer des champs forts, de plusieurs dizaines de Teslas. Avec un tel dispositif, Beaugnon & al. ont été les premiers à mettre en lévitation de l'eau et de l'alcool [13] [14]. Cette équipe est ainsi parvenue à créer des forces suffisantes pour compenser le poids d'éléments faiblement diamagnétiques. Jusqu'alors seuls le bismuth et le graphite pouvaient être mis en lévitation.

### 2.3.1.0.4 Exemples

Plusieurs équipes ont alors utilisé cette technique pour mener des études sur l'influence de champs forts sur des corps faiblement diamagnétiques. Elles se sont servies des bobines supraconductrices ou des électroaimants. Des liquides comme l'eau ont été étudiés (Fig : 2.22). Un aimant supraconducteur fournissant un champ magnétique horizontal de  $8T$  est envoyé sur une surface d'eau. Repoussée par les forces diamagnétiques, la surface se déforme et un creux de quelques millimètres de profondeur se forme. Cet effet est connu sous le nom d'effet Moïse [93]. La profondeur de ce puits est modulée par l'amplitude du champ (Fig. 2.22(b)). Donc les forces diamagnétiques augmentent effectivement avec l'intensité du champ.

L'air a été également beaucoup étudié [96] [94]. Ce gaz est très majoritairement composé d'azote, faiblement diamagnétique, et d'oxygène, fortement paramagnétique. Dans sa globalité, l'air est donc paramagnétique. Il est donc attiré par les zones de champ fort [95]. D'autres expériences réalisées avec de l'azote pur ou du dioxyde de carbone ont permis de montrer que les gaz diamagnétiques sont repoussés. Ces résultats ont ouvert la porte à la magnétoaérodynamique et démontré qu'il est possible de contrôler magnétiquement le déplacement d'un gaz [91] [97] [106].

Enfin, en 1997, une équipe hollandaise est parvenue à mettre en lévitation un être vivant : une grenouille [15] [85]. En effet, les êtres vivants sont composés majoritairement d'eau, ils sont donc diamagnétiques. L'utilisation de champs forts a donc permis d'augmenter suffisamment la force diamagnétique pour obtenir des

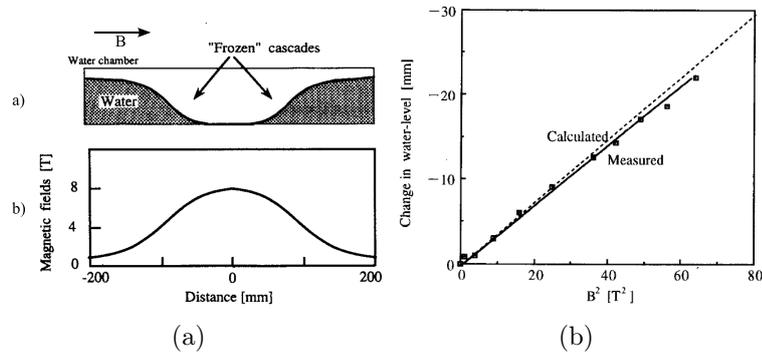


FIG. 2.22 – Influence de champs magnétiques importants sur l'eau [93] (a) Principe de l'expérience et résultat schématique (b) Variation de la profondeur du puits observé en fonction du module du champ en  $T^2$  [92]



FIG. 2.23 – Grenouille en lévitation dans un champs de 16T, vue de dessus [15]

effets significatifs telle que la compensation du poids d'un corps de taille centimétrique.

Ces forces sont maintenant accessibles même à des éléments très faiblement diamagnétiques. Partant d'aimants permanents créant un champ d'environ 1T, pour les meilleurs, la supraconductivité a permis d'obtenir des champs jusqu'à 20 fois plus importants. Cela permet donc d'appliquer des forces diamagnétiques volumiques jusqu'à 400 fois plus importantes.

## 2.3.2 Influence de la susceptibilité

### 2.3.2.0.5 Principe

La force diamagnétique est proportionnelle à la susceptibilité du corps diamagnétique. Le carbone graphite est, sous sa forme dite pyrolytique, le matériau le plus diamagnétique. Il n'est donc pas possible de générer une force diamagnétique plus importante en augmentant la susceptibilité diamagnétique.

Il est toutefois possible d'augmenter la susceptibilité apparente du matériau. Effectivement, l'équation (1.11) montre que l'énergie est proportionnelle à la différence de susceptibilité entre le matériau considéré et le milieu extérieur. Par suite, la force est proportionnelle à cette différence.

Tout ce passe comme si le corps étudié avait une susceptibilité  $\chi$  égale à sa propre susceptibilité  $\chi_{corp}$  à laquelle on soustrait de la susceptibilité du milieu environnant  $\chi_{milieu}$  :

$$\chi = \chi_{corp} - \chi_{milieu} \quad (2.1)$$

L'effet est exactement similaire à la poussée d'Archimède classique. Le calcul mathématique de la force de gravité dans un fluide est réalisé en supposant que le matériau a une densité apparente de :

$$\rho = \rho_{corp} - \rho_{milieu} \quad (2.2)$$

Ainsi, tout solide diamagnétique et même faiblement paramagnétique peut subir une force diamagnétique notable. Il suffit de les plonger dans un milieu paramagnétique, comme par exemple une solution de Gd,  $MnCl_2$  [30] ou  $DY(NO_3)_3$  [40] ou bien de l'oxygène liquide ou sous pression. On parle alors de poussée d'Archimède magnétique [57][30].

L'utilisation d'un fluide paramagnétique permet d'augmenter les forces jusqu'à trois ordres de grandeur. Les ferrofluides, ayant une susceptibilité supérieure à 1, augmentent les forces diamagnétiques de quatre à six ordres de grandeur.

### 2.3.2.0.6 Exemples

La figure (2.24) montre l'influence de la sédimentation de particules de bismuth dans le champ d'un aimant. En présence d'eau distillée pure, les forces diamagnétiques sont insuffisantes pour modifier la trajectoire de sédimentation des particules. Dans un milieu paramagnétique, les particules sont repoussées par les aimants. Les forces diamagnétiques sont devenues notables.

Avec une telle solution, Dunne & al. sont parvenus à mettre du cuivre en lévitation au-dessus de simples aimants [40]. En utilisant un aimant supraconducteur, Catherall & al. ont mis de l'or et du platine en lévitation dans de l'oxygène liquide [27]. Ikesoe & al. n'ont eu besoin que de 10 T pour mettre de l'eau en lévitation dans de l'air à 60 atm ou dans de l'oxygène pur pressurisé à 12 atm [57].

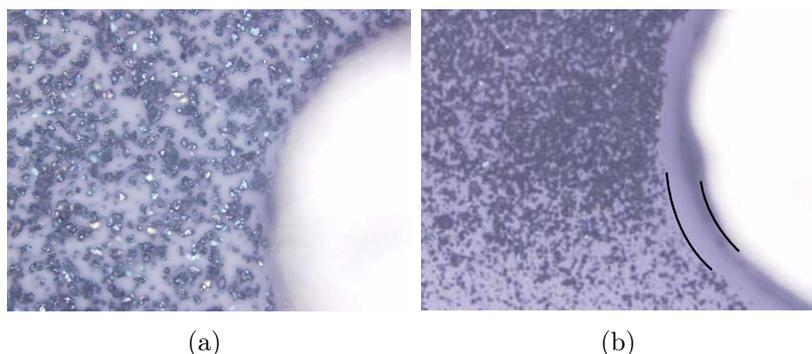


FIG. 2.24 – Sédimentation de particules de Bismuth en présence d'un aimant (a) dans de l'eau distillée pure, (b) dans une solution de GdDOTA à 1,2 mmol/ml

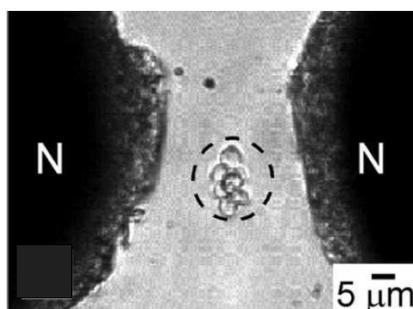


FIG. 2.25 – Confinement de cellules de levure dans un milieu paramagnétique par biseautage des aimants [104]

Il est également relativement courant de mettre des corps en lévitation dans des ferrofluides avec de simples aimants.

### 2.3.3 Influence du gradient de champ

La force diamagnétique est proportionnelle au gradient de champ. On note qu'une arête vive, quelles que soient les dimensions de l'objet, présente de très forts gradients de champ. Donc, en rapprochant les arêtes des corps diamagnétiques, les forces sont augmentées. Cette idée est exploitée de deux manières différentes :

- Rapprocher deux sources de champ
- Réduire la taille des sources de champ

La première méthode est la plus simple à mettre oeuvre. Elle consiste à rapprocher deux, ou plus, sources de champ de sorte à contraindre les lignes de champ. Des gradients plus importants sont ainsi créés (Fig : 2.25). Cette méthode a été utilisée par Brunbeck [23] ou Simon [83] lors des toutes premières expériences sur la lévitation diamagnétique.

La deuxième méthode nécessite de réduire homothétiquement la taille des sources de champ ainsi que des corps diamagnétiques. Pour des matériaux dont le magnétisme est induit (matériaux ferromagnétiques, paramagnétique ou diamagnétiques), la réduction d'échelle est faite à énergie volumique constante, avec

pour principale conséquence d'augmenter la force diamagnétique volumique [34]. Ainsi, en passant de l'échelle millimétrique à l'échelle micrométrique voire sub-micrométrique, il est possible d'augmenter les forces diamagnétiques volumiques de trois ou quatre ordres de grandeur.

Cette méthode est utilisée pour la première fois en 2004 [61]. Des aimants de quelques centaines de micromètres d'épaisseur ont été utilisés pour mettre en lévitation des gouttelettes de glycérine/eau de  $30\ \mu\text{m}$  de diamètre. Quelques années plus tard, Chetouani & al. sont parvenus à un résultat similaire [31].

### 2.3.4 Conclusion sur l'amplification de l'effet diamagnétique

Nous avons donc vu, au cours des paragraphes précédents, quatre moyens d'augmenter l'effet diamagnétique :

- Augmenter le champ magnétique
- Augmenter la susceptibilité apparente du matériau par l'effet d'Archimède magnétique
- Augmenter les gradients de champ par rapprochement des arêtes de sources de champ
- Augmenter les gradients de champ par réduction de la taille des sources de champ

Le tableau 2.2 permet d'avoir une vue d'ensemble de ces méthodes.

La méthode d'augmentation des gradients de champ par réduction homothétique de la taille des sources de champ et des corps diamagnétiques est prometteuse. L'augmentation des forces diamagnétiques volumiques est importante. Elle prend tout son intérêt à l'échelle micrométrique où elle parvient à compenser le poids. Elle est donc limitée aux objets de petites tailles mais offre de nouveaux outils pour les microsystèmes et biopuces. De plus, c'est un domaine quasiment inexploré à cause des barrières technologiques. Grâce à l'active collaboration du G2ELab, du CEA Grenoble et de l'Institut Néel, ces barrières ont pu être franchies. Ainsi, nous sommes actuellement l'une des quelques équipes ayant accès à des aimants de taille requise et de très bonne qualité. Il nous est donc possible d'étudier l'influence, les possibilités et les limites de la réduction d'échelle sur les forces diamagnétiques.

## 2.4 Diamagnétisme et réduction d'échelle

Cugat & al. ont montré théoriquement que les interactions aimants/matériaux induits bénéficient de la réduction d'échelle. C'est-à-dire que plus un système {aimant + matériau} est petit, plus les forces volumiques sont importantes. Or le diamagnétisme est un phénomène induit. Nous nous proposons donc de démontrer que les forces diamagnétiques volumiques, ainsi que les couples, augmentent avec la réduction d'échelle. Par réduction d'échelle, nous entendons une réduction homothétique de la taille de la particule ainsi que des sources de champ magnétique (aimants et bobines). Le comportement d'une particule diamagnétique est dicté

Méthode	Avantage	Inconvénient	Intérêt scientifique
Champ	applicable sur de gros objets, fonctionnement dans l'air	augmentation de la force limitée à 400, nécessité de supraconducteur	déjà exploré
Susceptibilité	augmentation de la force jusqu'à 6 ordres de grandeur	milieu contraint (opacité, enceinte fermée...)	phénomène connu et exploité
Gradient de champ par rapprochement des arêtes	très simple à mettre en oeuvre, fonctionnement dans l'air	limité par la qualité des sources de champ et du champ de saturation du matériau ferromagnétique	très fortement exploité
Gradient de champ par réduction d'échelle	augmentation des forces d'un facteur 1000 ou 10 000	utilisation d'objets de taille microscopique	très peu étudié

TAB. 2.2 – Comparaison des différentes méthodes d'amplification de l'effet diamagnétique

par la carte de champ. Il est donc judicieux de commencer par étudier cette carte lors d'un changement d'échelle, puis d'étudier l'énergie, la force et enfin le couple. Nous pourrions alors conclure quant à la possibilité de lévitation à de très petites échelles.

### 2.4.1 Carte de champ

Deux sources de champ sont possibles : les aimants ou les bobines. Nous allons étudier la distribution de champ créée par chacune de ces deux sources.

#### 2.4.1.1 Champ créé par un aimant

Soit un aimant parallélépipédique, de dimension  $2a$ ,  $2b$  et  $2c$  suivant respectivement, les axes  $x$ ,  $y$  et  $z$ . Son aimantation  $\vec{M}$  est supposée selon l'axe  $z$ . Une aimantation selon un autre axe pourra être retrouvée par rotation de  $90^\circ$ . On

montre alors que le champ créé par cet aimant est [6] [41] [79] :

$$\vec{H} = \sum_{i=0}^1 \frac{(-1)^i \sigma_S}{4\pi\mu_0} \int_{-a}^a \int_{-b}^b \frac{\vec{r} - \vec{r}'_i}{|\vec{r} - \vec{r}'_i|^3} dx dy \quad (2.3)$$

avec  $\sigma_S$  la charge magnétique surfacique de l'aimant,  $\vec{r}$  le vecteur entre le centre de l'aimant et le point considéré et  $\vec{r}'_i$  le vecteur entre le point courant sur la surface de l'aimant et le point considéré,  $i$  faisant référence à la surface chargée positivement ou négativement. Les vecteurs  $\vec{r}$  et  $\vec{r}'_i$  s'écrivent respectivement  $[x \ y \ z]$  et  $[x \ y \ z - (-1)^i c]$  (Fig : 2.26(a)).

La réduction d'échelle homothétique d'un facteur  $k$  multiplie toutes les dimensions et distances par  $k$  (Fig : 2.26(b)). Les nouvelles dimensions sont donc  $X = kx, Y = ky$  et  $Z = kz$ . Calculons le champ  $\vec{H}_K$  obtenu :

$$\begin{aligned} \vec{H}_K &= \sum_{i=0}^1 \frac{(-1)^i \sigma_S}{4\pi\mu_0} \int_{-A}^A \int_{-B}^B \frac{\vec{R} - \vec{R}'_i}{|\vec{R} - \vec{R}'_i|^3} dX dY \\ &= \sum_{i=0}^1 \frac{(-1)^i \sigma_S}{4\pi\mu_0} \int_{-A/k}^{A/k} \int_{-B/k}^{B/k} \frac{k\vec{r} - k\vec{r}'_i}{|\vec{r} - \vec{r}'_i|^3} k dx \cdot k dy \\ &= \vec{H} \end{aligned} \quad (2.4)$$

Quelle que soit l'échelle considérée, la carte de champ créée par un aimant parallélépipédique est donc réduite de façon homothétique (Fig : 2.26(b))<sup>1</sup>. Le champ magnétique s'additionne de manière linéaire. Ainsi la démonstration réalisée pour un aimant est applicable à une structure plus complexe composée de plusieurs aimants. La carte de champ créée par une structure d'aimants est également réduite de façon homothétique.

#### 2.4.1.2 Champ d'une bobine

Le champ créé par une bobine dépend de la densité de courant imposée par l'utilisateur. Ainsi, lors d'une réduction de la taille d'une bobine, il est possible de maintenir la carte de champ constante. Nous allons donc voir comment doit varier la densité du courant afin d'y parvenir. Pour cela nous partirons de l'expression du champ généré par une bobine. Les lois de changement d'échelle montrent alors qu'il est nécessaire d'augmenter la densité de courant. Mais les pertes occasionnées par effet Joule augmentent également. Nous verrons alors que les lois de réduction d'échelle thermique facilitent l'évacuation de la chaleur induite.

<sup>1</sup>Une démonstration plus générale basée sur le champ créé par un dipôle est établie en [35].

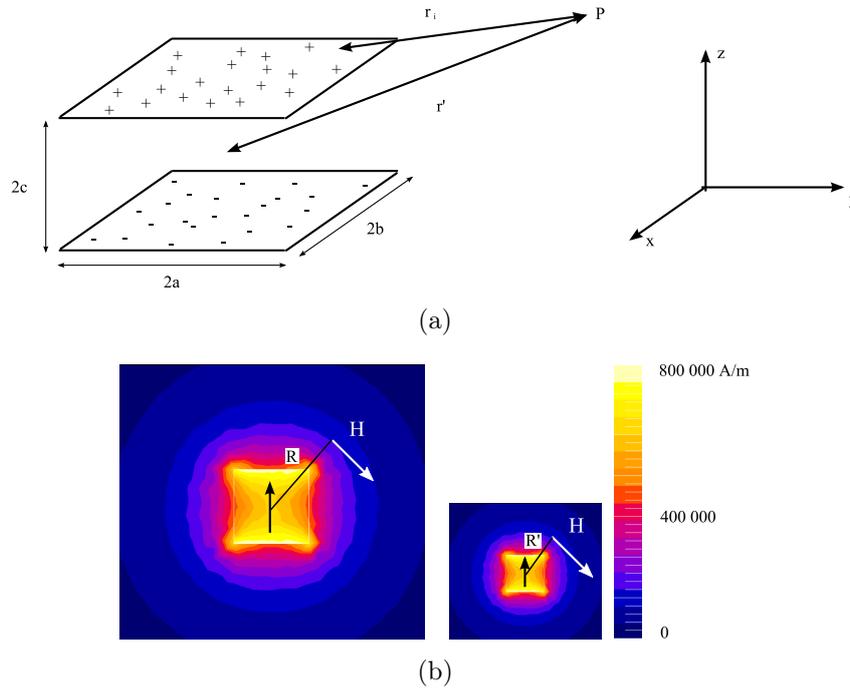


FIG. 2.26 – a) Modélisation du champ créé par un aimant par la méthode coulombienne b) Influence de la réduction d'échelle sur la distribution de l'intensité du champ créé par un aimant dans le plan YZ. A droite à l'échelle 1 et à gauche à l'échelle 0,5.

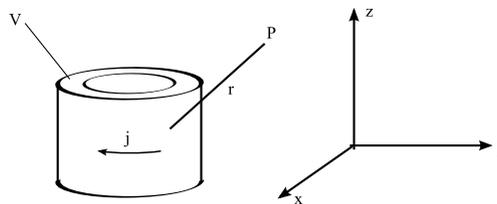


FIG. 2.27 – Modélisation d'une bobine par la méthode ampérienne

### 2.4.1.2.1 Analyse de la densité de courant

Le champ généré par une bobine est donné par la loi de Biot et Savart :

$$\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \iiint_V \frac{j}{r^2} dV \vec{u}_r \quad (2.5)$$

avec  $j$  le courant volumique au sein de la bobine,  $r$  la distance et  $\vec{u}_r$  vecteur unitaire entre le point courant de la bobine et le point de calcul (Fig : 2.27).

Soit  $k$  le rapport de l'homothétie et  $x$  le rapport recherché par lequel il faut augmenter la densité de courant. L'induction,  $\vec{B}_k$ , créée par une bobine  $k$  fois plus

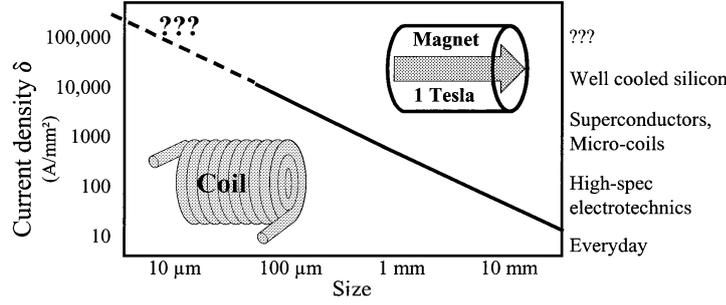


FIG. 2.28 – Evolution de la densité de courant requise dans une microbobine afin de rester équivalent à un aimant de 1T de même dimension [34] [35]

grande, est :

$$\begin{aligned}
 \vec{B}_k &= \frac{\mu_0}{4\pi} \iiint \frac{x_j}{\mathcal{R}^2} d\mathcal{V} \vec{u}_r \\
 &= \frac{\mu_0}{4\pi} \iiint_{\mathcal{V}/k} \frac{x_j}{k^2 r^2} k^3 d\mathcal{V} \vec{u}_r \\
 &= k \frac{\mu_0}{4\pi} \iiint_{\mathcal{V}} \frac{x_j}{r^2} d\mathcal{V} \vec{u}_r
 \end{aligned} \tag{2.6}$$

avec  $\mathcal{V} = k^3 V$  le volume de la bobine,  $\mathcal{R} = kr$  la distance entre la bobine et le point de calcul. D'après cette équation, le champ est maintenu constant lorsque  $x = \frac{1}{k}$ , soit en augmentant la densité de courant à mesure que l'échelle est réduite. Ainsi, plus la taille de la source de champ souhaitée est petite, plus les densités de courant nécessaires pour maintenir le champ homothétiquement transformé sont importantes.

La figure (2.28) compare l'efficacité des bobines et des aimants lors d'une réduction d'échelle. Pour rester compétitive face à l'aimant, une bobine de moins de  $100 \mu m$  nécessite des densités de courants de l'ordre de plusieurs dizaines de milliers d' $A/mm^2$ .

#### 2.4.1.2.2 Analyse des pertes Joules

La densité des pertes par effet Joule dépend du carré de la densité de courant :

$$\begin{aligned}
 E_{Joules} &= Ri^2 \\
 &= \frac{\rho l}{S} (jS)^2 \\
 &= \rho \underbrace{lS}_{k^3} \underbrace{j^2}_{1/k^2}
 \end{aligned} \tag{2.7}$$

avec  $\rho$  la résistivité du conducteur,  $l$  sa longueur et  $S$  sa section. Le produit  $lS$ , correspondant au volume de conducteur, varie avec  $k^3$  alors que la densité de courant

varie avec  $\frac{1}{k}$ . Ainsi, lorsque l'échelle est réduite, les pertes Joules sont proportionnelles à  $k$ . Cette chaleur doit être évacuée sous peine de détériorer irrémédiablement la bobine par fusion des conducteurs la constituant.

### 2.4.1.2.3 Analyse thermique

On notera cependant que les échanges de chaleur dépendent du gradient de température. D'une part, la densité de flux de chaleur pouvant être évacuée augmente lorsque l'échelle est réduite. Cette augmentation est égale à  $\frac{1}{k}$ . D'autre part, les échanges de chaleur ont lieu à la surface du conducteur alors que l'effet Joule est volumique. Le rapport surface sur volume augmentant proportionnellement à la réduction d'échelle, un petit système évacue plus facilement la chaleur qu'un système analogue plus volumineux. Une fois encore, la réduction de taille est favorable. Ainsi, les lois d'échelle des effets thermiques impliquent que la réduction d'une bobine, en augmentant la densité de courant proportionnellement à la réduction d'échelle, se fasse à température constante.

Sans aller plus en avant dans l'analyse, nous voyons que les lois de réduction d'échelle thermique nous autorise à réduire la taille des bobines en conservant une carte de champ constante. A cela s'ajoute encore des considérations technologiques : la chaleur est mieux diffusée sur des dispositifs microscopiques que macroscopiques.

Effectivement, les microbobines sont déposées sur du silicium, lequel est un excellent conducteur de chaleur. De plus, la forme des conducteurs change : de section circulaire à grande échelle, ils deviennent planaires à l'échelle micrométrique. Or le cylindre a un rapport surface sur volume faible et est donc mal adapté à l'évacuation de la chaleur, à l'inverse des bobines micrométriques dont la section est rectangulaire. La chaleur y est donc plus facilement évacuée.

Grâce à tous ces effets additionnés, on constate bien souvent que la réduction en échelle des bobines est possible en maintenant le champ constant, voire en l'augmentant [35]. La chaleur engendrée par l'augmentation de densité de courant est évacuée efficacement.

### 2.4.1.3 Choix de la source de champ

La loi de réduction d'échelle des aimants conduit naturellement à une carte de champs homothétiquement identiques à toutes les échelles. Parvenir à un tel résultat avec des bobines est également possible. Toutefois, nous avons vu que le diamagnétisme permet une lévitation stable et passive. Les bobines nécessitent d'être alimentées en courant, rendant la lévitation active et consommatrice d'énergie. Les aimants, au contraire, fournissent "gratuitement" du champ. Nous nous focaliserons sur ce choix pour toute la suite de ce manuscrit.

### 2.4.2 Energie

L'équation (1.11), vue au chapitre précédent et rappelée ici, permet le calcul de l'énergie d'une particule diamagnétique dans un champ :

$$E_{Dia} = -\frac{\chi\mu_0}{2} \iiint_V ||H||^2 dV \quad (2.8)$$

Le champ magnétique est un invariant d'échelle. Le champ au sein de la particule est donc le même, quelle que soit l'échelle. L'énergie diamagnétique de la particule varie comme le cube du rapport d'homothétie :

$$E_{Dia} = -\frac{\chi\mu_0}{2} \underbrace{\iiint_V}_{k^3} \underbrace{||H||^2}_1 dV \quad (2.9)$$

Par conséquent, l'énergie volumique diamagnétique est un invariant d'échelle.

### 2.4.3 Force

La force se déduit de l'énergie par dérivation :

$$\vec{F}_{Dia} = -\underbrace{\overrightarrow{grad}}_{1/k} \underbrace{E_{Dia}}_{k^3} \quad (2.10)$$

L'énergie de la particule varie comme le cube du rapport d'homothétie alors que le gradient, lui, est inversement proportionnel. La force diamagnétique est donc proportionnelle au carré du rapport d'homothétie.

L'utilisation de l'expression de la force vue au chapitre précédent conduit à la même conclusion :

$$\vec{F}_{Dia} = \mu_0\chi \underbrace{\iiint_V}_{k^3} \underbrace{(\vec{H} \cdot \vec{\Delta})}_{1/k} \vec{H} dV \quad (2.11)$$

$\vec{H}$  est invariant puisque la carte de champ est identique à toutes les échelles. Par contre, les gradients de champ augmentent lorsque la taille des aimants réduit. La force diamagnétique varie donc comme le carré du rapport d'homothétie.

En conséquence, la force volumique est inversement proportionnelle au rapport d'homothétie :

$$F_{vol} = \frac{F_{dia}}{V} \propto \frac{1}{k} \quad (2.12)$$

Ainsi, lorsque l'échelle diminue ( $k < 1$ ), la force volumique diamagnétique augmente.

L'accélération subie par la particule se déduit du principe fondamental de la dynamique :

$$m \vec{a} = \vec{F}_{dia} \quad (2.13)$$

Ce qui permet de montrer que l'accélération est proportionnelle à la force volumique :

$$a = \frac{F_{dia}}{m} \propto \frac{1}{k} \quad (2.14)$$

L'accélération d'une particule soumise aux forces diamagnétiques augmente lorsque l'échelle diminue. Ainsi, plus la taille du système est réduite, plus l'accélération subie par la particule est importante, et donc plus il est facile de compenser l'accélération de la pesanteur. A l'échelle millimétrique, le poids est tout juste compensé pour de bons matériaux diamagnétiques en présence de bons aimants. Donc, à des dimensions 100 fois plus petites (gamme de  $10 \mu m$ ), le poids est cent fois compensé. Il est donc envisageable de mettre en lévitation des objets dont les constantes de sustentation sont deux ordres de grandeur plus faibles. Il est sinon possible de réaliser la lévitation avec des aimants moins performants, par exemple FePt, AlNiCo. Le diamagnétisme avec des microaimants est donc très intéressant à l'échelle micrométrique : il permet une mise en oeuvre simple de la lévitation, qui plus est sans consommation d'énergie.

#### 2.4.4 Couple

A l'échelle centimétrique, les corps diamagnétiques isotropes s'orientent dans le sens des lignes de champ, ou bien orthogonalement à la direction de raideur minimale. Un critère a été défini afin de déterminer l'orientation des particules. L'étude de ce critère lors d'une réduction d'échelle permet de déterminer le phénomène régissant l'orientation de particules aux petites dimensions.

L'équation (1.47), vue au chapitre 1 et rappelée ici, permet de connaître le phénomène prépondérant dans l'orientation des particules :

$$\frac{\Gamma_{mag}}{\Gamma_{mec}} = \frac{2\pi}{5} c^2 \frac{1}{\chi} \frac{\partial^2 H^2}{H_0^2} \quad (2.15)$$

La taille de la particule ainsi que la dérivée seconde du champ sont influencées par la réduction d'échelle. La taille décroît alors que la dérivée croît avec le carré du rapport d'homothétie. Il en résulte que le critère d'orientation est un invariant d'échelle. Par suite, l'étude lors d'une diminution de taille du couple dit en champ inhomogène permettra de conclure sur l'évolution du couple en champ homogène.

La force diamagnétique volumique est inversement proportionnelle au rapport d'homothétie, le bras de levier  $\overrightarrow{OM}$  est proportionnel à ce dernier, enfin le volume dépend de son cube. De ce fait, le couple diamagnétique varie avec le cube du rapport d'homothétie :

$$\Gamma_{dia} = \underbrace{\int_V}_{k^3} \underbrace{\overrightarrow{OM}}_k \wedge \underbrace{\overrightarrow{F_{vol}}}_{1/k} \quad (2.16)$$

Comme précédemment, ce résultat doit être comparé à l'inertie. L'accélération

angulaire résultant de ce couple est déduite du théorème des moments :

$$I \frac{\partial^2 \theta}{\partial t^2} = \Gamma_{dia} \quad (2.17)$$

avec I le moment d'inertie de la particule. Or, ce moment se calcule avec :

$$I = \underbrace{\iiint_V}_{k^3} \rho \underbrace{r^2}_{k^2} dV \quad (2.18)$$

avec  $\rho$  la densité et r la distance à l'axe de rotation. Le moment d'inertie dépend donc de la puissance 5 du facteur d'homothétie. Par suite, l'accélération angulaire varie comme l'inverse du carré du facteur d'homothétie ( $k^3$ ) :

$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial t^2} = \frac{\Gamma_{dia}}{I} \propto \frac{1}{k^2} \quad (2.19)$$

Ainsi, dans le cas du couple, une échelle :

- 10 fois plus petite implique une accélération angulaire 100 fois plus importante
- 100 fois plus petite implique une accélération angulaire 10 000 fois plus importante
- 1000 fois plus petite implique une accélération angulaire 1 000 000 fois plus importante

Le couple diamagnétique bénéficie donc fortement de la diminution d'échelle.

### 2.4.5 Conclusion sur la réduction d'échelle

Lors d'une diminution homothétique de la taille des sources de champ et des particules, l'énergie diamagnétique volumique est conservée. Par suite, la force volumique augmente avec cette diminution. Enfin, l'accélération augmente également. Le couple augmente avec le cube du rapport d'homothétie. Par suite, l'accélération angulaire varie avec l'inverse de son carré. La réduction d'échelle est donc favorable, voire très favorable aux phénomènes diamagnétiques.

Alors que cette force est faible à l'échelle millimétrique, elle compense très largement le poids dès lors que l'échelle diminue de deux ou trois ordres de grandeur. La lévitation diamagnétique est donc particulièrement adaptée aux systèmes de taille micrométrique.

Ainsi, comme les forces ferromagnétiques et paramagnétiques, les forces diamagnétiques augmentent proportionnellement à la réduction d'échelle. Les couples associés à ces phénomènes augmentent avec le carré de cette réduction d'échelle. Aux échelles usuelles, le diamagnétisme est un phénomène négligeable devant le paramagnétisme et encore plus devant le ferromagnétisme. Ceci est vérifié à toutes les dimensions, dont les dimensions micrométriques.

## 2.5 Conclusion du chapitre II

Le diamagnétisme gagne en intérêt au fil des avancées technologiques. A chaque nouvelle génération de matériaux, magnétiques ou diamagnétiques, le diamagnétisme est réexaminé et de nouvelles applications surgissent. Des applications de capteurs, d'actionneurs ou de tri ont été développées au fil du temps. Il ressort de ces études que la plupart des applications nécessite la mise en lévitation d'un objet (corps diamagnétique ou aimant).

La lévitation sert de principe fondamental à la majorité des applications du diamagnétisme. Cependant, comme nous l'avons vu au chapitre 1, la susceptibilité des matériaux diamagnétiques est faible, en comparaison des autres matériaux magnétiques. Les conséquences macroscopiques du diamagnétisme sont relativement faibles.

Différents moyens de les augmenter ont donc été recherchés : augmenter le champ ( en utilisant des bobines supraconductrices) bénéficier de la poussée d'Archimède magnétique (en augmentant la susceptibilité apparente). Une dernière méthode consiste à rapprocher les zones de champ fort afin d'augmenter les gradients. Ces zones se situent au niveau des arêtes des sources de champ. Deux moyens sont donc envisageables :

- mettre à proximité plusieurs sources de champ
- réduire la taille des sources

Les avancées technologiques permettent actuellement d'obtenir des aimants de tailles micrométriques. De plus, cette solution est prometteuse et a encore été relativement peu exploitée. Nous nous y intéressons donc.

Nous avons donc analysé les lois de diminution de taille des systèmes {aimants, bobines, particules diamagnétiques}. Il est possible, à l'aide d'aimants ou de bobines, de maintenir le champ identique à toutes les échelles. Le diamagnétisme étant passif, il a été choisi de garder les aimants comme sources de champ. La diminution en taille conserve l'énergie diamagnétique volumique. Par suite, les forces massiques et l'accélération angulaire augmentent lorsque la taille du système diminue. Le couple bénéficie très fortement des lois de réduction d'échelle. Il varie proportionnellement au cube du rapport d'homothétie, et l'accélération angulaire avec l'inverse de son carré.

La lévitation est de plus en plus facilement obtenue à mesure que l'échelle est réduite. Il est même possible de mettre en lévitation des objets de faibles susceptibilités ou d'utiliser des aimants peu performants. La plupart des applications du diamagnétisme mises en oeuvre par le passé devraient encore mieux fonctionner aux petites échelles.







# Chapitre 3

## Lévitiation Diamagnétique à l'Echelle Micrométrique

### Sommaire

---

<b>2.1</b>	<b>Introduction</b>	<b>49</b>
<b>2.2</b>	<b>Applications du diamagnétisme</b>	<b>50</b>
2.2.1	Force magnétique sur un corps diamagnétique	50
2.2.2	Force diamagnétique sur un aimant	60
2.2.3	Conclusion sur les applications	66
<b>2.3</b>	<b>Amplification de l'effet diamagnétique</b>	<b>66</b>
2.3.1	Influence du champ	67
2.3.2	Influence de la susceptibilité	70
2.3.3	Influence du gradient de champ	71
2.3.4	Conclusion sur l'amplification de l'effet diamagnétique	72
<b>2.4</b>	<b>Diamagnétisme et réduction d'échelle</b>	<b>72</b>
2.4.1	Carte de champ	73
2.4.2	Energie	78
2.4.3	Force	78
2.4.4	Couple	79
2.4.5	Conclusion sur la réduction d'échelle	80
<b>2.5</b>	<b>Conclusion du chapitre II</b>	<b>81</b>

---



## 3.1 Introduction

Au chapitre II, nous avons démontré théoriquement que, lorsque le système {aimant+particule} est homothétiquement réduit, les forces diamagnétiques volumiques augmentent. Nous avons pu estimer qu'à l'échelle micrométrique, la lévitation diamagnétique est possible avec de simples aimants permanents, y compris pour des matériaux dont la constante de sustentation est élevée. Les travaux de Lyuksyutov & al. [61] et Chetouani [33] ont montré que cette lévitation est possible pour des solides dans un milieu paramagnétique, ainsi que pour de l'eau.

Dans ce chapitre, nous allons revenir sur ces résultats. Dans un premier temps, nous validerons le modèle analytique des forces diamagnétiques établi au chapitre I. Cette validation sera faite en deux parties. Le modèle sera d'abord confronté à d'autres méthodes numériques, puis à l'expérience. Ce modèle confirmé, nous pourrons alors l'utiliser afin d'analyser le comportement d'une particule de bismuth au-dessus d'une structure magnétique de taille micrométrique.

Ensuite, cette structure sera réalisée et le comportement de la particule confronté aux simulations précédentes. Forts de cette expérience sur le bismuth, nous étudierons la lévitation d'autres matériaux tels que l'eau, le cuivre ou le silicium.

Enfin, nous verrons que les aimants sont également repoussés par les corps diamagnétiques : ils peuvent léviter au-dessus de matériaux diamagnétiques. Nous achèverons donc ce chapitre par la lévitation d'un aimant.

## 3.2 Simulations

L'objectif de cette partie est de prévoir, numériquement, le comportement d'une microparticule en lévitation. Nous nous servirons pour cela du modèle analytique mis en place au chapitre I.

Deux étapes vont nous permettre de valider ce modèle. Dans un premier temps, le modèle analytique sera comparé à d'autres méthodes numériques : la méthode des moments et la méthode des éléments finis. Ceci nous permettra de valider l'hypothèse faite pour l'établissement du modèle. Dans un second temps, nous nous servirons pour analyser le comportement d'un système millimétrique classique : la lévitation d'une plaque de graphite pyrolytique au-dessus d'aimants permanents. La comparaison avec l'expérience permettra de conclure quant à la validité du modèle.

Ensuite, un cas simple de structure micrométrique sera étudié : une particule de bismuth au-dessus de rails d'aimants infiniment longs. Nous établirons tout d'abord l'existence de positions de lévitation. Puis nous en vérifierons la stabilité, avant de nous intéresser à l'orientation des particules en lévitation.

### 3.2.1 Validation des méthodes de simulation

Les équations du comportement d'un corps diamagnétique ont été démontrées au chapitre I.

La simulation analytique des phénomènes diamagnétiques nécessite de faire une hypothèse sur le champ magnétique. Nous allons la vérifier, dans un premier temps numériquement, dans un second temps expérimentalement.

La vérification numérique nous permettra de choisir l'outil approprié pour les simulations. Nous sommes encore dans une étape de démonstration de faisabilité. Les formes des matériaux diamagnétiques et des aimants sont donc simples : sphériques, parallélépipédiques ou cylindriques.

La validation expérimentale sera réalisée à l'aide de la structure millimétrique la plus classique que constitue une plaque de graphite en lévitation au-dessus de quatre aimants. Ceci sera réalisé en ne perdant pas de vue que nous souhaitons à terme prédire s'il peut y avoir lévitation et sous quelles conditions.

#### 3.2.1.1 Validation numérique

Le calcul de l'énergie est réalisé à l'aide de l'équation (1.11). Son obtention suppose que l'influence du corps diamagnétique sur les lignes de champ est négligeable.

L'hypothèse est vérifiée à l'aide de méthodes numériques prenant en compte cette influence. Les méthodes utilisées sont la méthode des moments et celle des éléments finis. L'hypothèse est validée sur un système simple composé d'aimants et d'un corps diamagnétique. L'induction créée par les aimants est calculée en présence et en l'absence d'un corps diamagnétique. La comparaison des deux permet de conclure sur la validité de l'hypothèse.

Nous présenterons d'abord les différentes méthodes numériques. Puis nous étudierons un système simple composé de deux aimants et d'une particule.

##### 3.2.1.1.1 Méthodes numériques utilisées

Au sein du G2ELab, trois méthodes numériques différentes ont été développées pour la simulation des phénomènes magnétiques :

- Le calcul analytique sous la suite logicielle CADES [36]
- La méthodes des moments sous Locapi [28]
- Les éléments finis sous FLUX 3D

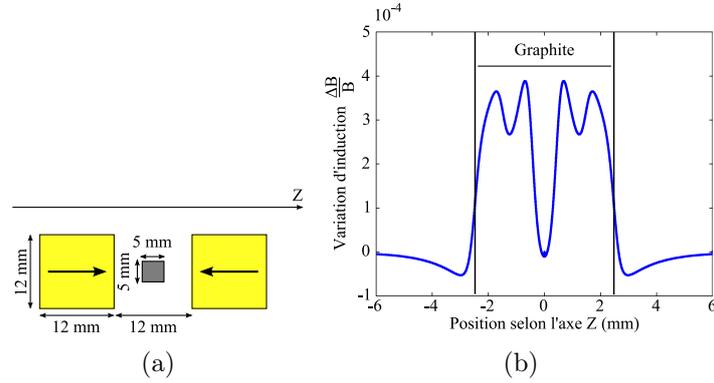


FIG. 3.1 – a) Schéma du système étudié, b) Variation relative de l'induction calculée par la méthode des moments

### 3.2.1.1.2 Système étudié

Le système étudié pour la validation numérique du modèle est composé de deux aimants cubiques aimantés en opposition (Fig : 3.1(a)). La rémanence des aimants est supposée de  $1.5 T$ . Un cube de matériau diamagnétique est placé entre ces aimants. Afin d'avoir l'influence maximale de la présence de ce corps, celui-ci est supposé être composé de graphite pyrolytique (la susceptibilité est de  $450 \cdot 10^{-6}$  selon l'axe Z et de  $85 \cdot 10^{-6}$  dans le plan orthogonal).

### 3.2.1.1.3 Résultats

Le module de l'induction est calculé le long de l'axe Z par la méthode des moments, en présence et en l'absence du matériau diamagnétique. Elle est tracée en figure 3.1(b). Cette différence relative est de l'ordre de  $4 \cdot 10^{-4}$ .

Le même calcul a été réalisé par la méthode des éléments finis. La différence de champ calculée est nulle, inférieure à la précision de calcul des éléments finis. La méthode des éléments finis néglige donc les modifications des lignes de champ par la présence du corps diamagnétique. Ainsi, pour le calcul de l'énergie, de la force et du couple diamagnétique, la méthode des éléments finis sous Flux 3D utilise la même hypothèse que la méthode analytique.

### 3.2.1.1.4 Conclusion sur la validation numérique

La modification de l'induction due à la présence d'un matériau diamagnétique est négligeable : l'hypothèse a été vérifiée numériquement. Par suite, l'énergie diamagnétique est exactement connue. La force ainsi que le couple sont obtenus par dérivation de l'énergie, sans hypothèse supplémentaire. La force et le couple sont donc également connus.

Les résultats des différentes méthodes sont donc équivalents. Chetouani a vé-

rifié, sur un système différent, l'équivalence de ces mêmes méthodes pour le calcul de la force et du couple [33]. Les trois méthodes se sont avérées équivalentes à 5 % près. Les résultats sont donc concordants.

Pour la suite de ces travaux, la méthode analytique est choisie : elle est souple, simple d'utilisation et rapide à mettre en oeuvre grâce aux logiciels développés au G2ELab.

### 3.2.1.2 Validation expérimentale

La validation expérimentale du modèle analytique est réalisée sur un système millimétrique simple : 4 aimants en NdFeB aimantés en opposition et maintenant en lévitation une plaque de graphite pyrolytique (Fig : 3.2). La hauteur de lévitation ainsi que la fréquence de résonance de la plaque diamagnétique sont calculées et mesurées. Ces mesures sont réalisées à l'interféromètre. En dépit d'un polissage, le carbone graphite ne réfléchit pas suffisamment le faisceau laser. Afin d'augmenter la qualité du faisceau réfléchi, et donc du signal de mesure, un papier réfléchissant est collé sur la plaque. Ceci occasionne un surpoids de 2 mg, dont il faut tenir compte.

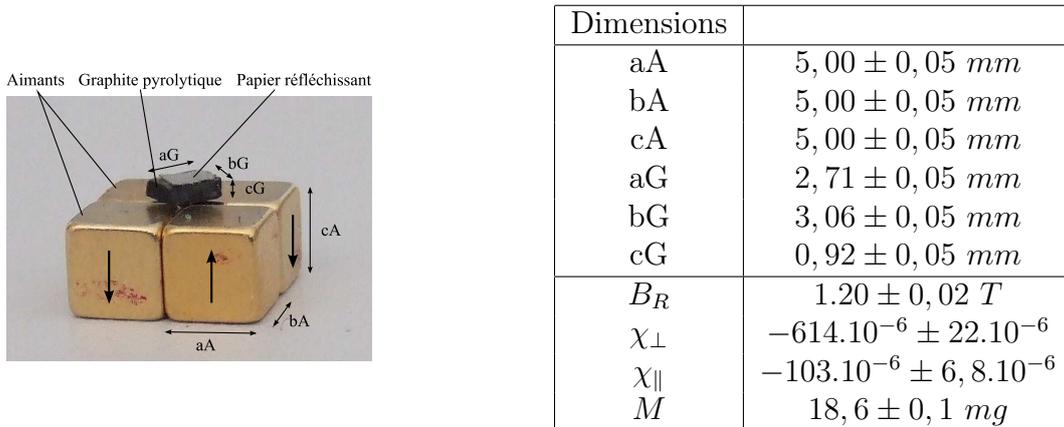


FIG. 3.2 – a) Photographie, b) Paramètres géométriques et physiques du système étudié

Les valeurs des paramètres géométriques et physiques mesurées sont données avec une certaine incertitude :

- Les dimensions des aimants ont été mesurées à l'aide d'un pied à coulisse dont la résolution est de  $50 \mu\text{m}$ .
- Les dimensions de la plaque de graphite ont été mesurées au microscope optique. Toutefois, la découpe, réalisée au scalpel, en limite la précision à  $50 \mu\text{m}$ .
- Le moment magnétique des aimants a été mesuré par la méthode d'extraction.
- La susceptibilité du graphite pyrolytique est extraite de la bibliographie.
- La masse du corps lévitant, composée de la plaque de graphite et du ruban réfléchissant, a été mesurée à l'aide d'une balance de précision.

### 3.2.1.2.1 Hauteur de lévitation

#### Principe

La hauteur de lévitation est mesurée à l'aide d'un interféromètre laser. L'interféromètre est utilisé de sorte qu'il puisse mesurer les déplacements verticaux de la plaque.

Le carbone pyrolytique est amené au contact des aimants, puis relâché (Fig : 3.3). Il se déplace alors verticalement jusqu'à sa position d'équilibre. Le déplacement engendré est exactement égal à la hauteur  $h$  de lévitation.

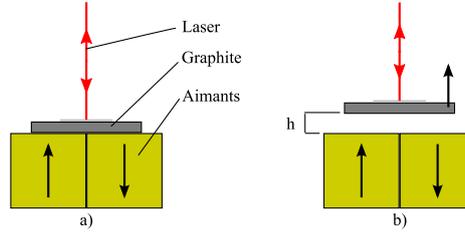


FIG. 3.3 – Principe de la mesure de la hauteur de lévitation, a) Etat initial, b) En cours de déplacement

#### Résultats

La hauteur de lévitation a été mesurée une quinzaine de fois à  $321 \mu m$  avec un écart type de  $10 \mu m$ , soit une erreur relative de 3%.

#### Simulations

La plaque de graphite est soumise au poids  $P$  ainsi qu'à la force de répulsion diamagnétique  $F_{Dia}$ . A l'équilibre, ces forces se compensent. La hauteur de lévitation est déterminée par égalisation des deux forces :

$$F_{Dia} = P \quad (3.1)$$

La hauteur de lévitation est déterminée en calculant la force le long de l'axe  $Z$  et en la comparant au poids (Fig : 3.4). La hauteur de lévitation estimée est de  $335 \mu m$ .

L'incertitude sur la hauteur de lévitation est liée à l'incertitude sur la définition des paramètres géométriques et physiques. Elle se calcule à partir des incertitudes sur le poids et les forces diamagnétiques :

$$\Delta F_{Dia} = \sum_i \left| \frac{\partial F_{Dia}}{\partial x_i} \right| \Delta x_i \quad (3.2)$$

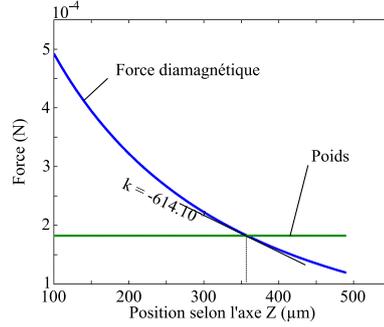


FIG. 3.4 – Calcul de la hauteur de lévitation par le modèle analytique

paramètres	aA	bA	cA	aG	bG	cG
$F_{Dia}$ (N/m)	$1.10^{-3}$	$1.10^{-3}$	$2.10^{-3}$	$87.10^{-3}$	$91.10^{-3}$	$40.10^{-3}$
$k$ N/m <sup>2</sup>	-0,89	-0,89	-6	-250	-233	-98

paramètres	$\chi_{\perp}$	$\chi_{\parallel}$	M	z
$F_{Dia}$	-0,20 N	-0,59 N	$0,3.10^{-3}$ N/T	$-614.10^{-3}$ N/m <sup>2</sup>
$k$	742 N/m <sup>2</sup>	1000 N/m <sup>2</sup>	-1 N/(Tm)	2000 N/m <sup>3</sup>

TAB. 3.1 – Sensibilité de la force diamagnétique et de sa raideur aux différents paramètres d'entrée du modèle

où  $x_i$  désigne chacun des paramètres d'entrée du modèle. Il en va de même pour le poids :

$$\Delta P = g * \Delta m \quad (3.3)$$

avec  $m$  la masse de graphite. De l'équation 3.1, nous pouvons déduire que :

$$\Delta F_{Dia} = \Delta P \quad (3.4)$$

Nous pouvons donc en déduire :

$$\Delta z = \frac{1}{\frac{\partial F_{Dia}}{\partial z}} \left( g * \Delta m + \sum_{i \neq z} \left| \frac{\partial F_{Dia}}{\partial x_i} \right| \Delta x_i \right) \quad (3.5)$$

La suite logicielle CADES est couramment utilisée pour réaliser des optimisations. Une fonction de dérivation formelle a donc été implémentée. Elle permet le calcul de la sensibilité de la force diamagnétique aux différentes entrées, c'est-à-dire le calcul des différents coefficients  $\frac{\partial F_{Dia}}{\partial x_i}$  à la position de lévitation (Tab : 3.1). L'incertitude sur la détermination de la hauteur de lévitation en est donc déduite :  $z=357 \mu m \pm 42$ , soit avec une incertitude de 12,3 %.

### Conclusion sur la hauteur de lévitation

Les hauteurs de lévitation mesurées et simulées sont donc concordantes. La plus grande partie de l'incertitude est liée aux dimensions du corps diamagnétique, ainsi qu'au volume des aimants. L'utilisation d'une plaque de graphite mieux découpée conduirait à des résultats de mesures plus proches de la simulation.

### 3.2.1.2.2 Fréquence de résonance

#### Principe

La plaque de graphite est maintenue dans sa position de lévitation par une force de rappel. Elle se comporte donc comme un oscillateur harmonique. Cette force de rappel est caractérisée par sa fréquence de résonance :

$$f_0 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{k}{m}} \quad (3.6)$$

avec  $k$  la raideur de la force et  $m$  la masse de la plaque.

Le système {aimant + graphite} est placé sur un actionneur piézoélectrique. Soumis à une tension sinusoïdale, celui-ci crée un déplacement vertical, également sinusoïdal. Le déplacement de la plaque de carbone qui en découle est mesuré avec un interféromètre. Celui-ci fournit une tension de sortie proportionnelle à ce déplacement. Un analyseur de réseau est alors utilisé en tant que détecteur pour la mesure de cette tension. Par le calcul de la transformée de Fourier du signal, il permet de déterminer le spectre fréquentiel du déplacement du matériau diamagnétique avec une grande précision. Il est de plus équipé d'une source de tension. Sa résolution est donc encore augmentée par détection synchrone. L'utilisation couplée de l'interféromètre et de l'analyseur de réseau permet ainsi la mesure du déplacement du carbone avec une résolution de quelques dizaines de nanomètres.

La force diamagnétique a une raideur faible. La fréquence de résonance est donc peu élevée. L'étude est effectuée sur la plage fréquentielle s'étendant de 1 à 1000  $Hz$ . Le matériau piézoélectrique est choisi de sorte à avoir une fréquence de résonance beaucoup plus élevée, 24  $kHz$ . L'amplitude du déplacement vertical ne dépend donc que de l'amplitude du signal d'excitation et non de la fréquence.

Toutefois, l'ajout des aimants augmente considérablement la masse et modifie cette fréquence de résonance. Il convient donc de vérifier que l'amplitude du déplacement du système {aimant + piézoélectrique} est constante sur la plage de mesure. Ainsi, pour une tension d'entrée d'amplitude de 4,25  $V$ , nous avons mesuré le déplacement vertical de la surface des aimants en fonction de la fréquence :

$$depl = -0,0204 \log(f) + 0,51 \mu m \quad (3.7)$$

Le déplacement imposé est donc indépendant de la fréquence et est égal à 0,51  $\mu m$ .

La masse de graphite est négligeable devant celle des aimants. L'amplitude de l'excitation n'est donc pas influencée par la plaque diamagnétique. Sur la plage de fréquence utile, l'excitation est donc constante.

## Résultats

Autour de son point d'équilibre, le matériau diamagnétique est soumis à une force de rappel (somme du poids et de la force diamagnétique), aux frottements fluides ainsi qu'à une excitation sinusoïdale :

$$m\ddot{a} = -kz - C_f\dot{z} + Gy \quad (3.8)$$

avec  $z$  la variation de la position de la plaque de graphite,  $C_f$  le coefficient de frottements,  $G$  une constante et  $y$  le déplacement vertical de la surface des aimants. La fonction de transfert est donc égale à :

$$\left| \frac{z}{y} \right| = \frac{G}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \left(\frac{\omega_0\omega}{Q}\right)^2}} \quad (3.9)$$

avec  $\omega$  la pulsation d'excitation,  $\omega_0 = \sqrt{\frac{k}{M}}$  la pulsation de résonance,  $Q = \frac{\sqrt{kM}}{C_f}$  le facteur de qualité.  $\omega_0$  est liée à la fréquence de résonance par  $\omega_0 = 2\pi f_0$ . De même,  $\omega = 2\pi f$ . Les trois paramètres,  $\omega_0$ ,  $Q$  et  $G$  de cette fonctions sont déterminés expérimentalement.

Le déplacement de la plaque de graphite est mesuré en fonction de la fréquence d'excitation (Fig : 3.5). Autour de la fréquence de résonance, l'échantillonnage fréquentiel est de 0,1  $Hz$ . La fréquence de résonance est donc égale à 28,4  $Hz \pm 0,1$ , avec un facteur de qualité de  $45 \pm 1$ .

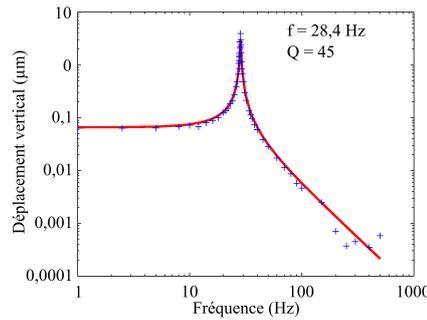


FIG. 3.5 – Déplacement vertical de la plaque de graphite en fonction de la fréquence d'excitation

### Simulations

Le tableau 3.1 fournit la sensibilité de la force diamagnétique suivant la coordonnée  $z$ , soit la raideur  $k$ . La fréquence de résonance peut donc être calculée :

$$f_0 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{k}{m}} \quad (3.10)$$

Toutefois, la suite CADES calcule les dérivées premières de la force en fonction des paramètres d'entrée, mais pas les dérivées secondes. Une modélisation différente est donc requise pour l'obtention de l'incertitude sur le calcul de la raideur diamagnétique.

La raideur est calculée par différence finie : la force diamagnétique est calculée en  $z + \delta z$  et  $z - \delta z$ . La raideur est déduite de ces deux forces :

$$k = \frac{F_{Dia}(z + \delta z) - F_{Dia}(z - \delta z)}{2 * \delta z} \quad (3.11)$$

La sensibilité de la raideur aux différents paramètres est calculée. Nous pouvons ainsi estimer l'incertitude sur la fréquence de résonance :

$$\frac{\Delta f_0}{f_0} = \frac{1}{2} \left( \frac{\sum_i \left| \frac{\partial k}{\partial x_i} \right| \Delta x_i}{k} + \frac{\Delta m}{m} \right) \quad (3.12)$$

avec comme précédemment  $x_i$  les variations des différents paramètres du modèle. Ainsi, la fréquence de résonance est égale à  $28,8 \text{ Hz} \pm 5,2$ , soit une incertitude de 18 %.

### Conclusion sur la fréquence de résonance

La fréquence de résonance simulée est donc très proche de la fréquence de résonance mesurée, l'incertitude étant encore ici principalement due à une incertitude sur les dimensions du graphite et des aimants.

### 3.2.1.2.3 Conclusion de la validation expérimentale

Nous avons mesuré la hauteur de lévitation ainsi que la fréquence de résonance d'une plaque de graphite pyrolytique en lévitation diamagnétique. Une hauteur de lévitation de  $321 \mu\text{m}$  a été mesurée à 3 % près, la fréquence de résonance est, quant à elle, trouvée égale à  $28,4 \text{ Hz}$ , à 0,35 % près.

Nous avons ensuite utilisé le modèle analytique pour calculer les caractéristiques de ce système dont le comportement est celui d'un résonateur du second ordre. La hauteur calculée est de  $357 \mu\text{m}$  à 12 % près et la fréquence de résonance est égale à  $28,8 \text{ Hz}$  à 18 % près. Les principales incertitudes de mesure sont dues à l'imprécision des dimensions des aimants et du matériau diamagnétique.

Dunne & al. se sont servis avec succès du même modèle analytique pour le calcul des forces diamagnétiques [40]. Ils ont calculé la hauteur de lévitation de matériaux diamagnétiques dans un liquide paramagnétique et ils ont comparé les résultats obtenus avec l'expérience. Les hauteurs de lévitation prédites et mesurées étaient très proches, sans toutefois que l'incertitude ne soit fournie. Nous confirmons donc leurs résultats pour une plaque de graphite dans l'air.

Garmire & al. ont utilisé la même structure que nous pour valider leur modèle [45]. Ils ont mesuré et calculé la hauteur de lévitation de différentes plaques de graphite avec une bonne concordance. Ici également, rien n'est dit sur la précision du modèle.

Ce modèle a pour but de vérifier la possibilité de la lévitation diamagnétique à une échelle micrométrique. La précision atteinte est donc amplement suffisante et permet de considérer que le modèle a ainsi été validé expérimentalement.

### 3.2.1.3 Conclusion

La comparaison de la méthode analytique à d'autres méthodes numériques telles que la méthode des moments ou la méthode des éléments finis, montre que :

- L'hypothèse de non modification du champ par le matériau diamagnétique est valide ;
- Toutes les méthodes numériques fournissent des résultats équivalents.

Par la suite, la méthode analytique sera retenue pour les simulations. En effet, les systèmes étudiés sont encore simples et sont aisément décrits analytiquement. De plus, les outils logiciels fournis par le G2ELab rendent l'utilisation de la méthode analytique rapide à mettre en oeuvre et garantissent des temps de calculs courts.

Dans un second temps, le modèle a été utilisé pour prévoir la hauteur de lévitation ainsi que la fréquence de résonance d'une plaque de graphite pyrolytique au-dessus d'aimants. Comparé aux résultats expérimentaux, le modèle est validé, avec une précision de 20 %. Il faut tout de même noter que la majorité de l'incertitude provient de l'imprécision sur les dimensions géométriques des aimants et surtout du matériau diamagnétique. Cette incertitude pourrait être encore réduite en contrôlant mieux les dimensions des matériaux.

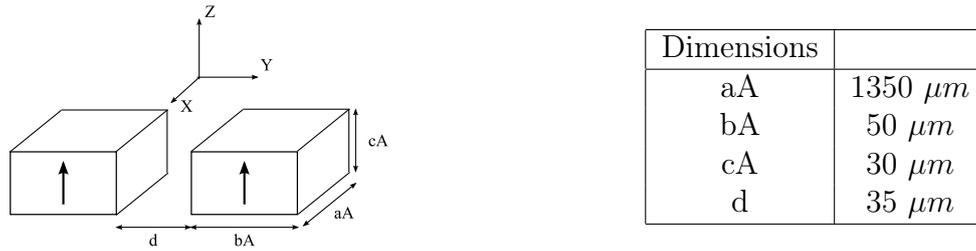


FIG. 3.6 – a) Schéma de la structure d'aimants étudiée, b) Dimensions géométriques des aimants

Susceptibilité	$-164.10^{-6}$
Masse volumique	$9747 kg/m^3$
Polarisation	$1,4 T$

TAB. 3.2 – Paramètres physiques utilisés pour la simulation d'un cas simple

Le modèle est donc validé. Il peut être utilisé pour prévoir le comportement de particules micrométriques, en supposant que les lois du diamagnétisme ne varient pas lors du changement d'échelle.

### 3.2.2 Simulation d'un cas simple

Un modèle analytique suffisamment précis a été mis en place précédemment à l'échelle millimétrique. Ce modèle est alors utilisé afin de prévoir la possibilité de lévitation d'objets de taille micrométrique. Après avoir décrit le système étudié, nous démontrons la possibilité ainsi que la stabilité de la lévitation obtenue. Enfin, nous verrons comment les particules s'orientent dans ce système.

#### 3.2.2.1 Description du système

Le système étudié est constitué de rails d'aimants parallèles, infiniment longs (Fig : 3.6). Le champ magnétique est donc considéré comme bidimensionnel, dans le plan de la section des aimants. L'énergie, dépendant du module de ce champ, est donc également bidimensionnelle, tout comme la force.

Les dimensions des aimants sont répertoriées sur la figure 3.6. Nous souhaitons simuler des aimants infiniment longs. L'idéal serait d'utiliser un modèle bidimensionnel. Toutefois, la simulation d'un aimant très long permet de s'en rapprocher. Ainsi, la cote parallèle à l'axe  $X$  est choisie deux ordres de grandeur supérieure aux autres cotes.

Nous calculons l'énergie d'une particule de bismuth isotrope et ponctuelle dans le plan  $YZ$  de la section des aimants. Les paramètres physiques de cette particule sont répertoriés dans le tableau 3.2.

Nous étudions cette configuration car un prototype de ces dimensions sera réalisé. Il permettra de démontrer la possibilité de la lévitation diamagnétique et

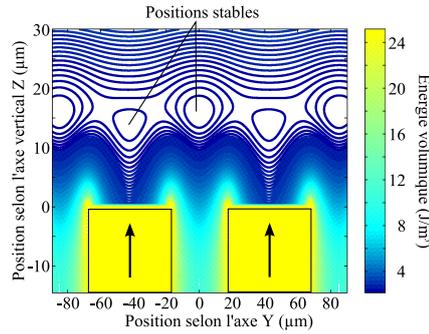


FIG. 3.7 – Lignes d'isovaleurs de l'énergie volumique totale d'une particule de bismuth

pourra être utilisé pour certaines applications.

### 3.2.2.2 Possibilités de lévitation

#### 3.2.2.2.1 Simulation

Placée dans le champ d'une structure d'aimants, l'énergie d'une particule diamagnétique a deux composantes : une composante gravitationnelle et une composante diamagnétique.

L'énergie gravitationnelle volumique s'exprime comme :

$$E_{grav} = \rho \cdot g \cdot z \quad (3.13)$$

avec  $\rho$  la masse volumique de la particule,  $g$  la constante de gravitation et  $z$  la position selon l'axe vertical. L'énergie diamagnétique volumique s'exprime, comme nous l'avons vu au chapitre I, par :

$$E_{Dia} = \frac{\mu_0 \chi}{2} H^2 \quad (3.14)$$

L'énergie volumique d'une particule ponctuelle est alors calculée dans le plan YZ. La figure 3.7 en montre les isovaleurs.

Les positions d'équilibre sont situées dans les minima locaux d'énergie. La figure 3.7 montre deux minima d'énergie, situés en  $[0 \ 16] \ \mu m$  et en  $[42,5 \ 14] \ \mu m$ . La lévitation est donc possible.

### 3.2.2.2.2 Discussions

Lors d'un déplacement selon l'axe vertical, les deux composantes de l'énergie totale ont des variations opposées. En effet, la particule est placée au-dessus des aimants. Plus elle s'en éloigne, plus son énergie diamagnétique est faible. Donc l'énergie diamagnétique diminue avec  $Z$ . D'un autre côté, l'énergie gravitationnelle est proportionnelle à  $Z$ . Donc plus la particule s'éloigne des aimants, plus l'énergie gravitationnelle augmente. De plus, ces énergies sont du même ordre de grandeur. L'énergie diamagnétique est comprise entre 2 et 20  $J/m^3$ , alors que l'énergie gravitationnelle varie de 0 à 3  $J/m^3$ . Leurs variations respectives influent donc notablement sur l'énergie totale.

Ainsi, à proximité des aimants, l'énergie diamagnétique prédomine : la particule est repoussée vers le haut. Inversement, loin des aimants, l'énergie gravitationnelle prédomine : la particule est attirée vers le bas. Il existe donc une hauteur pour laquelle l'énergie globale est minimale.

Ainsi, la figure 3.7 montre deux points de stabilité aux alentours de  $z = 15 \mu m$ .

En revanche, l'énergie gravitationnelle est invariante sur l'axe horizontal. La stabilité sur l'axe  $Y$  n'est donc due qu'aux variations de l'énergie diamagnétique. Celle-ci est importante à proximité des arêtes des aimants. La particule s'en éloigne donc. Les minima d'énergie sont placés à mi-distance entre les arêtes, soit au-dessus du canal, soit au-dessus de la ligne médiane des aimants.

Chetouani montre numériquement que, pour une structure donnée, la hauteur de lévitation dépend de la taille de la particule [33]. Cette hauteur varie de 30% lorsque le volume de la particule varie de 1 à 350. Donc étendre les résultats obtenus avec une particule ponctuelle à une particule volumique entraîne une imprécision dans le résultat. Nous rappelons que l'objectif ici n'est pas la prédiction du comportement exact de la particule, mais la prédiction ou non de la lévitation diamagnétique. Par la suite, l'énergie d'une particule sera calculée en supposant l'énergie constante sur tout le volume. L'imprécision n'empêchera pas d'en déduire les ordres de grandeur qui nous intéressent.

### 3.2.2.3 Stabilité

La stabilité des puits de potentiel va être ici discutée de deux manières différentes : par des considérations énergétiques ou d'accélération subies par la particule. L'analyse sous ces deux aspects apporte des informations sur les conditions expérimentales.

### 3.2.2.3.1 Etude de la stabilité en fonction de l'énergie de la particule

Les particules lévitent au fond des puits de potentiels. Quitter cette position nécessite d'apporter à la particule une énergie supérieure à la profondeur du puits.

La figure 3.7 permet de déduire l'énergie nécessaire pour passer d'un point stable à un autre. Ainsi, l'énergie requise pour quitter la position de lévitation située au-dessus du canal est de  $0,18 J/m^3$ , et de  $0,046 J/m^3$  pour l'autre position. Pour une particule sphérique de  $5 \mu m$  de diamètre, cela représente une énergie de  $2,4 \cdot 10^{-17} J$  pour la position la moins stable.

Par ailleurs, l'énergie thermique  $E_{Th}$  due aux chocs des molécules de l'air sur la particule est de l'ordre de :

$$E_{Th} = k_B T \quad (3.15)$$

avec  $k_B$  la constante de Boltzmann et  $T$  la température. A  $300 K$ , cette énergie est égale à  $4 \cdot 10^{-21} J$ . Les positions de lévitation sont donc stables. Les expériences peuvent donc être conduites à température ambiante.

### 3.2.2.3.2 Etude de la stabilité en fonction de l'accélération subie par la particule

Une autre approche de l'analyse consiste à estimer l'ordre de grandeur de la force nécessaire pour passer d'un point de stabilité à l'autre. Pour cela, nous supposons que les deux minima d'énergie, ainsi que le col, sont à une même hauteur  $Z$ . Au vu de la figure 3.7, ce n'est pas le cas. Toutefois, seul l'ordre de grandeur de cette force est recherché. Une précision de l'ordre de la dizaine de pourcents est donc suffisante.

La figure 3.8 montre l'accélération subie par une particule selon l'axe  $Y$ , en fonction de sa position selon ce même axe pour une hauteur  $Z$  de  $16 \mu m$ . La particule quitte la position d'équilibre lorsqu'elle subit une accélération de  $0,55 g$ , soit un peu plus que la moitié de son poids.

La position de lévitation obtenue est stable, peu sensible aux vibrations suscep-

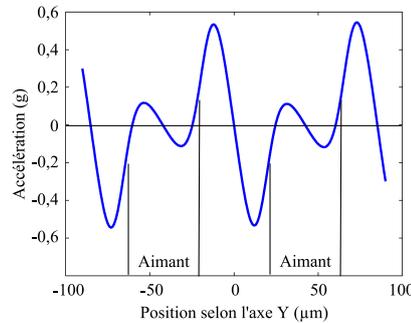


FIG. 3.8 – Accélération horizontale subie par une particule diamagnétique en fonction de sa position sur l'axe horizontal pour une hauteur de  $15 \mu m$

tibles de provenir de l'environnement. Il n'y a donc pas de précautions particulières à prendre quant à la stabilité de la paillasse où seront effectuées les manipulations.

### 3.2.2.4 Orientation des particules

Soit une particule diamagnétique parallélépipédique de dimensions  $a, b, c$  telles que  $a > b > c$ . Sa plus grande dimension  $a$  est prise égale à  $10 \mu m$ . Elle est supposée en lévitation dans le puits de potentiel le plus stable, au-dessus du canal. L'objectif est de connaître l'orientation de cette particule dans la structure étudiée. Il convient donc tout d'abord de déterminer quel est le couple prédominant avant de simuler son comportement.

#### 3.2.2.4.1 Couple prédominant

Au point de lévitation choisi, l'amplitude du champ est de  $79\,000 A/m$  et la dérivée seconde du carré de son module est, d'après la figure 3.9, de l'ordre de  $1,8 \cdot 10^{19} (A/m)^2/m^2$ . Le critère d'orientation défini dans le chapitre I est donc égal à 1250, en se plaçant dans le cas le plus favorable pour le couple magnétique ( $D_a = 1$ ).

Il en découle que le couple en champ inhomogène prédomine. La particule s'oriente parallèlement à la direction selon laquelle la force diamagnétique présente une raideur maximale de la force diamagnétique, ou, ce qui revient au même, à la direction selon laquelle la dérivée seconde du champ  $\frac{\partial^2 H^2}{\partial s^2}$  est minimale. Nous choisissons ici de considérer  $\frac{\partial^2 H^2}{\partial s^2}$ .

#### 3.2.2.4.2 Détermination de la direction de la dérivée seconde de champ minimale

La lévitation est stable. La raideur de la force diamagnétique est donc négative selon les trois directions de l'espace. La dimension suivant l'axe X est infinie. Donc la raideur est nulle et maximale selon X. Nous en déduisons donc que  $\frac{\partial^2 H^2}{\partial x^2}$  est nulle et minimale selon cette direction. La plus grande dimension de la particule est donc orientée selon cet axe, parallèlement aux aimants et au canal.

Intéressons nous maintenant à son orientation dans le plan YZ.

Le carré du module du champ est calculé au point de lévitation  $z = 16 \mu m$  et sa dérivée seconde est calculée suivant toutes les directions du plan YZ. Pour une direction donnée, le champ est calculé à une distance  $d$  du point de lévitation. Ainsi, la dérivée première est calculée à la distance  $d/2$  par différence finie :

$$\frac{\partial H^2}{\partial s}(d/2) = \frac{H^2(d) - H^2(0)}{d} \quad (3.16)$$

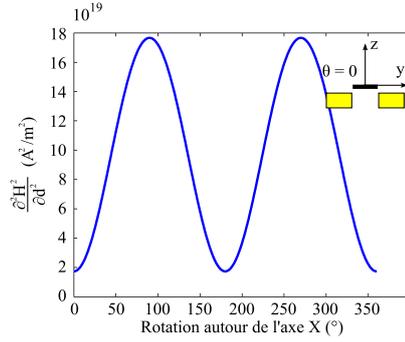


FIG. 3.9 – Variations de la dérivée seconde du carré du module du champ dans le plan YZ

Le calcul est reproduit à la distance  $-d$ . Puis nous calculons la dérivée seconde :

$$\frac{\partial^2 H^2}{\partial s^2} = \frac{\frac{\partial H^2}{\partial s}(d/2) - \frac{\partial H^2}{\partial s}(-d/2)}{d} \quad (3.17)$$

En calculant cette dérivée selon toutes les directions du plan YZ, nous obtenons la courbe de la figure 3.9.  $\frac{\partial^2 H^2}{\partial s^2}$  est maximale selon l'axe Z. La particule diamagnétique oriente donc sa plus petite dimension selon cet axe.

### 3.2.2.4.3 Interprétation

Les maxima d'énergie sont localisés au niveau des arêtes des aimants. La particule s'oriente donc de sorte à s'en éloigner autant que possible. Cette condition est remplie lorsque la plus grande dimension de la particule est parallèle aux aimants. De même, l'énergie augmente rapidement le long de l'axe Z. La particule oriente sa seconde dimension selon l'axe Y. Sa plus petite dimension est donc selon l'axe Z.

### 3.2.2.5 Conclusion

Dans cette partie, nous avons étudié l'énergie volumique d'une particule de bismuth placée au-dessus d'une structure d'aimants. Cette structure est constituée d'aimants infiniment longs, parallèles et séparés par un canal. Deux positions de stabilité existent : une au-dessus de la ligne médiane des aimants et l'autre au-dessus de celle du canal.

Une étude basée sur des considérations énergétiques ou d'accélération appliquées à la particule montre que ces positions sont stables à température ambiante et qu'elles ne sont sensibles qu'aux vibrations d'une amplitude supérieure à  $0,5 g$ . Il n'y a donc pas de précautions particulières à prendre pour les expériences.

Une simulation de l'orientation des particules a permis de montrer qu'elles

orientent leur plus grande dimension selon l'axe des aimants, leur dimension intermédiaire selon l'axe horizontal et leur plus petite dimension selon l'axe vertical.

### 3.2.3 Conclusion sur la simulation

Dans cette partie, le modèle analytique mis en place dans le chapitre I a été confronté à d'autres moyens de simulation numérique tels que les éléments finis ou la méthode des moments. Les résultats obtenus par les différentes méthodes sont identiques. Tous les moyens de simulation donnent les mêmes résultats. Par sa simplicité d'utilisation et ses temps de calculs courts, la méthode analytique est retenue pour la suite des simulations.

Le modèle a ensuite été validé expérimentalement. Nous avons étudié la hauteur de lévitation ainsi que la fréquence de résonance d'une plaque de graphite au-dessus d'aimants. Les résultats expérimentaux et simulés concordent. Toutefois, l'imprécision sur les dimensions géométriques du corps diamagnétique et des aimants entraîne d'importantes incertitudes (20 %). Le modèle ne servant qu'à la vérification de la possibilité de la lévitation, il est donc suffisamment précis.

Il est possible de l'utiliser pour prévoir le comportement de particules et d'aimants micrométriques. Nous choisissons un système simple. Il est composé de rails d'aimants infiniment longs et séparés par un canal. Deux positions de stabilité existent, une au-dessus des aimants et l'autre au-dessus du canal. Une étude de la stabilité montre qu'il est possible de mettre en oeuvre cette lévitation à température ambiante sur une paillasse classique.

## 3.3 Mise en oeuvre de la lévitation

Les simulations montrent que la lévitation diamagnétique à une échelle micrométrique est possible. Nous allons donc maintenant confronter ce résultat à l'expérience. Nous verrons tout d'abord comment obtenir des aimants de taille requise. Plusieurs types d'aimants dont les dimensions caractéristiques varient de la dizaine à la centaine de micromètres sont présentés. Nous verrons ensuite comment mettre en oeuvre la lévitation. Nous étudierons dans un premier temps la lévitation du bismuth sur les microaimants. Ce cas de figure correspond exactement au système simulé. Nous étendrons dans un second temps les possibilités de la lévitation à d'autres matériaux.

### 3.3.1 Réalisation des aimants

Plusieurs types d'aimants ont été testés, chacun étant fabriqué de manière différente. L'électroérosion permet d'obtenir des aimants sub-millimétriques, dont les dimensions caractéristiques sont de l'ordre de la centaine de micromètres. Le dépôt par pulvérisation triode permet d'obtenir des aimants de taille micrométrique, dont les dimensions caractéristiques sont de l'ordre de la dizaine de micromètres.

### 3.3.1.1 Aimants macroscopiques

Ils ont été les premiers aimants utilisés, car plus simples à réaliser. Ainsi, la qualité des aimants est assurée, puisqu'il s'agit d'aimants dits massifs. Nous utiliserons ici des aimants de NdFeB de  $1.2 T$  de rémanence.

L'électroérosion est utilisée pour graver des motifs d'une centaine de micromètres. Cette technique est simple à mettre en oeuvre et surtout détériore peu les propriétés magnétiques des aimants. Cette méthode, également appelée Electrodischarge-machining, consiste à appliquer une forte tension entre la pièce conductrice à usiner et un moule. Dans le cas présent, le moule est constitué d'un fil. Les deux parties sont plongées dans un milieu diélectrique liquide, généralement de l'eau désionisée. Des décharges électriques se produisent entre les deux pièces. Ces décharges portent la pièce à usiner en fusion très localement. Cette fusion s'accompagne d'une explosion expulsant le liquide dans le milieu diélectrique environnant. La matière est ainsi enlevée et le motif gravé apparaît peu à peu.

La dimension des motifs obtenus dépend de la taille du fil utilisé. Les fils les plus fins mesurent  $100 \mu m$  de diamètre et permettent des gravures de  $160$  à  $200 \mu m$  de large.

Deux structures ont ainsi été fabriquées par Ch. Jandey et H. Grateau du CEA Grenoble : une structure composée de canaux ainsi qu'une structure composée de trous cylindriques.

La première est obtenue à partir d'une plaque de NdFeB de  $1,5 mm$  d'épaisseur et de surface de  $20 \times 20 mm^2$ . Un réseau de canaux de profondeur  $1$  à  $1,5 mm$  y est gravé (Fig : 3.10). Cette structure sera par la suite appelée structure d'aimants macroscopiques.

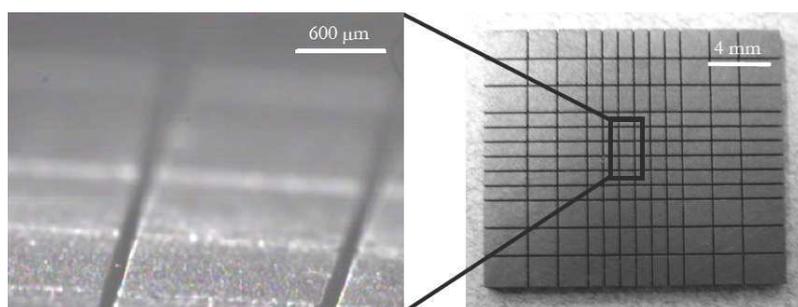


FIG. 3.10 – Réseau de canaux obtenu par électroérosion sur une plaque de NdFeB

La deuxième structure est obtenue à partir de deux aimants de  $2 \times 1 \times 0,5 mm^3$ . Des canaux parallèles sont gravés sur chacun de ces aimants (Fig : 3.11). Ces canaux de faible profondeur, quelques centaines de micromètres, sont en forme de demi-cylindre. Les deux pièces sont ensuite collées l'une en face de l'autre de sorte que les canaux soient en regard. L'ensemble se comporte alors comme une structure d'aimants avec des trous cylindriques traversants.

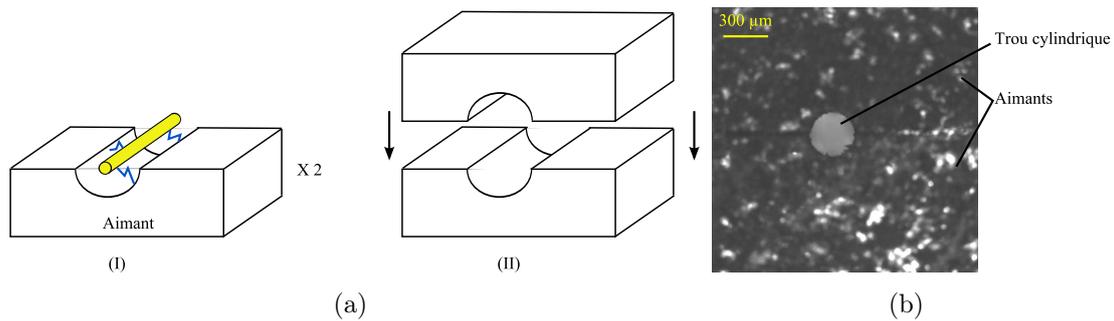


FIG. 3.11 – a) Procédé de fabrication des aimants à trous cylindriques traversants, aI) Electroérosion des demi-canaux aII) Collage des aimants, b) Vue de dessus du résultat, la limite horizontale entre les deux aimants est visible

### 3.3.1.2 Aimants microscopiques

Les travaux menés par N. Dempsey & al. de l'Institut Néel ont permis de développer des aimants en couche épaisse sur silicium de qualité équivalente aux matériaux massifs [37].

Actuellement, la couche de NdFeB est déposée en pleine plaque. Toutefois, nous ne contrôlons pas encore la gravure précise de ce matériau. Par contre, le dépôt suit parfaitement la topographie de la plaquette de silicium sur laquelle il est déposé. Aujourd'hui la manière la plus simple d'obtenir des aimants déposés de la forme souhaitée consiste à graver la plaquette de silicium par gravure profonde. Ensuite, un dépôt pleine plaque d'aimant est réalisé. Il se dépose donc sur les reliefs mais également au fond des canaux ou puits gravés. L'idée est donc que ces puits et canaux soient suffisamment profonds pour que l'influence du matériau magnétique déposé au fond soit négligeable.

Ainsi, la fabrication des aimants microscopiques est constituée de trois étapes (Fig : 3.12(a)) :

- Dépôt d'un masque dur
- Gravure du silicium
- Dépôt de la couche magnétique

Les deux premières étapes ont été réalisées par H. Chetouani à Femto-ST et la couche d'aimants a été déposée par A. Walther et N. Dempsey. L'épaisseur d'aimant déposée est de  $30 \mu m$ . La figure 3.12(b) montre une vue MEB du résultat obtenu.

Quelques uns de ces aimants ont été caractérisés. Leurs propriétés magnétiques sont proches de celles des matériaux massifs : une rémanence comprise entre 1,2 et 1,3 T et une coercivité comprise entre 0,6 et 1 T.

Nous sommes donc en présence d'aimants de taille micrométrique et d'excellente qualité. Nous reviendrons plus en détail sur ces aimants au cours du chapitre V.

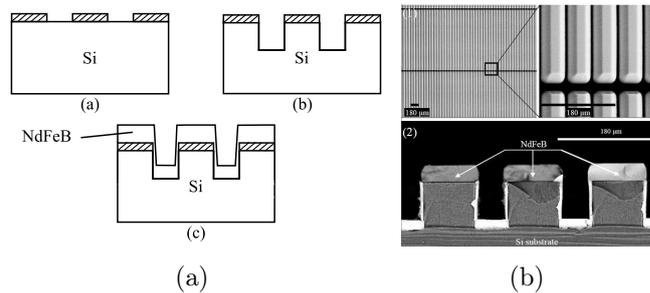


FIG. 3.12 – a) Procédé de fabrication des aimants dits microscopiques aI) Dépôt du masque dur, aII) Gravure du silicium, aIII) Dépôt de la couche d'aimant ; b) Vue au MEB (Microscope Electronique à Balayage) de la structure obtenue

### 3.3.2 Lévitacion du bismuth dans l'air

#### 3.3.2.1 Mise en oeuvre

Les particules utilisées ont un diamètre inférieur à  $20 \mu m$ . Toutefois, à cette échelle, elles sont soumises à de multiples forces : Van der Waals, forces de tension dues à l'humidité de l'air, forces électrostatiques... Ces forces entraînent une agglomération des particules. Elles se comportent alors toutes comme une unique particule de taille plus importante, impossible à mettre en lévitation. Il est donc nécessaire de pouvoir les manipuler individuellement.

Les particules sont séparées par un tamis de maille  $20 \mu m$ . Ainsi, elles tombent individuellement au-dessus des structures d'aimants. Les particules de bismuth sont donc saupoudrées au-dessus d'une structure d'aimants dont les dimensions sont identiques au système simulé précédemment.

Une fois saupoudrées de particules, les structures d'aimants sont observées au microscope optique.

#### 3.3.2.2 Résultat

La figure 3.13 montre le résultat d'une de ces expériences. Dû au caractère aléatoire du dépôt de particules, certaines tombent sur les rails, d'autres dans les canaux.

Les particules tombées sur les canaux lèvent. Ceci est démontré de deux manières :

- Par la focalisation du microscope,
- Par les légères oscillations des particules

### 3.3.2.2.1 Focalisation du microscope

Sur la figure 3.13, la mise au point du microscope est faite sur la surface des particules situées dans les canaux. La surface des aimants est presque dans le plan focal, légèrement en dessous. Donc les particules sont au-dessus de la surface des aimants. Or, par conception, les canaux ont une profondeur de  $90 \mu m$ , plus importante que la profondeur de champ des objectifs. Les particules ne sont donc pas en contact avec le substrat. Ce qui est un premier argument permettant de conclure que les particules situées au-dessus des canaux se trouvent effectivement en lévitation.

### 3.3.2.2.2 Oscillations

En dynamique, il est visible que les particules sont soumises à de petites oscillations aléatoires dans la direction des canaux. Elles sont donc maintenues par des forces de raideur faible. Si elles étaient en contact avec un substrat, elles ne seraient pas soumises à de telles oscillations. Ce qui confirme que les particules au-dessus des canaux lèvitent.

Par contre, les particules tombées au-dessus des aimants ne sont pas soumises à de telles oscillations et restent immobiles. On en déduit qu'elles ne lèvitent pas et qu'elles sont en contact avec les aimants.

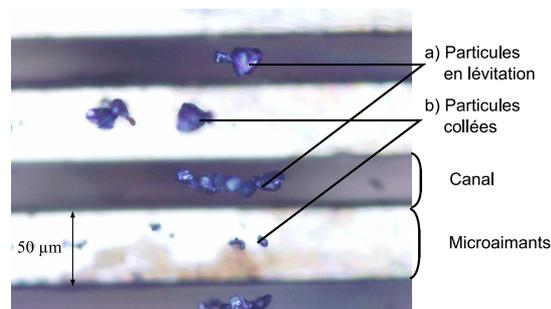


FIG. 3.13 – Particules de bismuth saupoudrées au-dessus d'aimants microscopiques. Certaines sont tombées entre les rails d'aimants et lèvitent (a), d'autres sont tombées sur les aimants et y sont restées fixées (b) (la structure est vue de dessus)

### 3.3.2.2.3 Conclusion

La lévitation diamagnétique est possible à l'échelle micrométrique. De plus, le maintien en lévitation de ces particules a été observé pendant plusieurs jours de suite, confirmant que le caractère permanent et passif du diamagnétisme est toujours valable à l'échelle micrométrique.

### 3.3.2.3 Guidage

Les particules en lévitation sont situées au milieu du canal. Ceci confirme que les maxima d'énergie sont proches des arêtes des aimants. Les particules s'en éloignent donc au maximum.

Une force faible est suffisante pour déplacer les particules dans la direction des rails. Ainsi, un simple courant d'air est suffisant pour pousser la particule (Fig : 3.14). Son déplacement est alors unidirectionnel, parallèle aux rails et guidé par les arêtes des aimants. La particule se déplace jusqu'au bout des rails, c'est-à-dire sur plus d'un millimètre. Ensuite, elle quitte les aimants, ce qui met fin à la lévitation.

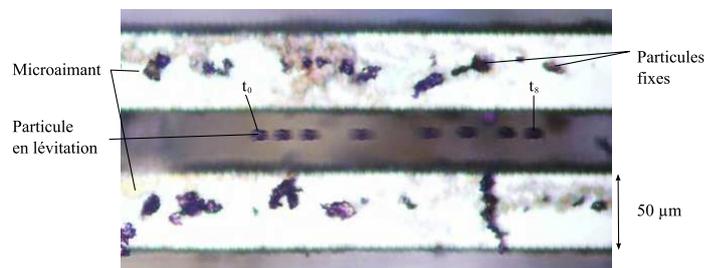


FIG. 3.14 – Superposition de 8 photographies prises à 0,4 s d'intervalle. La particule en lévitation se déplace de la gauche vers la droite, guidée par les arêtes des aimants.

Il est à noter que sur les figures 3.13 et 3.14, les particules collées sur les aimants sont situées exactement sur la ligne médiane. Cet alignement ne s'est pas produit lors de la chute des particules. Il est consécutif aux vibrations auxquelles a été soumise la structure d'aimants. Ces vibrations ont eu pour but de décoller les particules tombées sur les aimants. Certaines d'entre elles se sont effectivement décollées et ont lévité dans le canal. Toutefois, les particules tombées trop à l'intérieur des aimants n'ont pas pu franchir la barrière de potentiel formée par les arêtes et léviter au-dessus du canal, ni suffisamment se décoller pour léviter au-dessus des aimants. Elles se sont donc alignées sur la ligne médiane, le plus loin possible des arêtes des aimants.

### 3.3.2.4 Stabilité

La distance de travail des objectifs utilisés pour le microscope est relativement réduite, de l'ordre de quelques millimètres. Or, le tamis utilisé possède un bord en inox mesurant un peu plus de 10 mm de hauteur. Il est donc nécessaire dans un premier temps de saupoudrer les particules sur les aimants en dehors du microscope. Dans un second temps, nous plaçons la structure aimantée avec les particules en lévitation sous le microscope. Ce déplacement est réalisé au moyen d'un plateau actionné manuellement.

Lors de ce déplacement, les aimants et les particules subissent bien évidemment des accélérations. Lorsque les rails sont parallèles à la direction du déplacement, aucune particule ne reste en lévitation lorsque la structure arrive sous le microscope.

Par contre, si les rails sont perpendiculaires au déplacement, alors des particules restent en lévitation au cours du mouvement.

Ceci confirme donc, qualitativement, la stabilité des particules dans une direction perpendiculaire aux rails, comme cela a été prédit par la simulation.

### 3.3.2.5 Orientation des particules

La figure 3.15 est un exemple de prise de vue des particules en lévitation dans un canal d'aimants macroscopiques. La vue, de profil, permet de se rendre compte que la taille des particules dans la direction du rail est plus importante que leur taille le long de l'axe vertical.

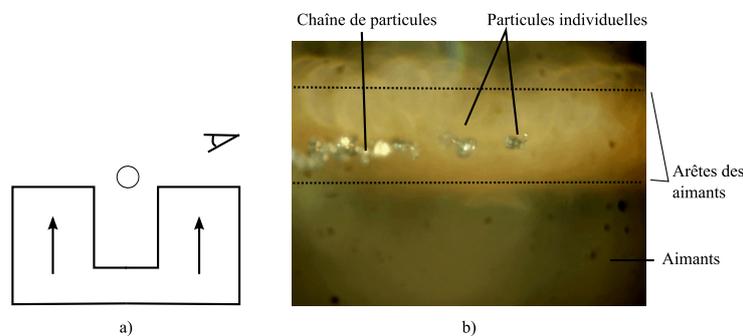


FIG. 3.15 – Vue de profil des particules en lévitation au-dessus d'aimants macroscopiques a) Schéma de la vue b) Photographie

Lorsque plusieurs particules sont agglomérées, elles forment une chaîne s'étendant parallèlement à la direction du rail. La figure 3.13 en est un exemple. Les forces diamagnétiques sont de l'ordre de grandeur du poids, alors que les forces de collage y sont supérieures de plusieurs ordres de grandeur. Une chaîne de particules se comporte comme une particule unique qui reste agglomérée, constituant donc une particule plus longue, et qui s'oriente dans le sens des rails aimants.

L'expérimentation vérifie donc l'orientation prévue par la simulation : une particule diamagnétique ou une chaîne de particules s'oriente de sorte à avoir sa plus grande dimension parallèle à la direction des rails d'aimants.

### 3.3.2.6 Discussion sur les points de stabilité

Dans la partie précédente, il a été démontré que deux points de lévitation existent : l'un au-dessus du canal, l'autre au-dessus des aimants. Une seule de ces positions est atteignable expérimentalement. Ceci est expliqué de deux manières : par des considérations soit cinétiques, soit énergétiques.

### 3.3.2.6.1 Considérations cinétiques

Les particules sont saupoudrées quelques millimètres au-dessus des aimants. Elles atteignent donc la structure aimantée en condition de chute libre, et donc avec une certaine vitesse.

#### Calcul de la vitesse d'arrivée

En chute libre, une particule est soumise à son poids ainsi qu'aux frottements de l'air :

$$m \vec{a} = -C_f \vec{v} + \vec{P} \quad (3.18)$$

avec  $m$  la masse de la particule,  $C_f$  le coefficient de frottement,  $\vec{v}$  la vitesse de la particule et  $\vec{P}$  son poids. En régime établi, la particule atteint une vitesse limite de :

$$v_{lim} = \frac{P}{C_f} \quad (3.19)$$

Le coefficient de frottement est donné par la loi de Stokes [44] :

$$C_f = 6\pi\nu r \quad (3.20)$$

avec  $\nu$  la viscosité dynamique du fluide et  $r$  le rayon de la particule. La viscosité de l'air est de  $18,5 \cdot 10^{-6} \text{ kg/ms}$ . En supposant que la particule a un rayon de  $5 \mu\text{m}$  et pèse donc  $5,12 \cdot 10^{-12} \text{ kg}$ , le coefficient de frottement est égal à :  $C_f = 1,8 \cdot 10^{-9} \text{ kg/s}$ . La vitesse limite est donc de  $2,9 \cdot 10^{-2} \text{ m/s}$ .

#### Calcul de la trajectoire d'une particule

A l'approche des aimants, une nouvelle force s'applique sur la particule : la force diamagnétique.

$$m \vec{a} = -C_f \vec{v} + \vec{P} + \vec{F}_{Dia} \quad (3.21)$$

Cette force doit être calculée numériquement, car l'équation ne peut pas être résolue analytiquement. La trajectoire de la particule est donc calculée par la méthode de Runge-Kutta. Cette dernière calcule la trajectoire d'une particule par itérations. A partir d'une position donnée, les forces subies par la particule sont estimées. Une nouvelle valeur de la vitesse et de la position suivante sont alors déduites par intégration. Une nouvelle itération commence alors. Plusieurs itérations conduisent au calcul de la trajectoire complète de la particule.

La figure 3.16 montre les trajectoires de deux particules : l'une tombant au-dessus d'un canal, l'autre au-dessus d'un aimant. La particule tombant au-dessus du canal est suffisamment freinée par les forces diamagnétiques et atteint une position de lévitation. Dans l'autre cas, la vitesse de la particule est trop importante. Elle est freinée, mais pas arrêtée.

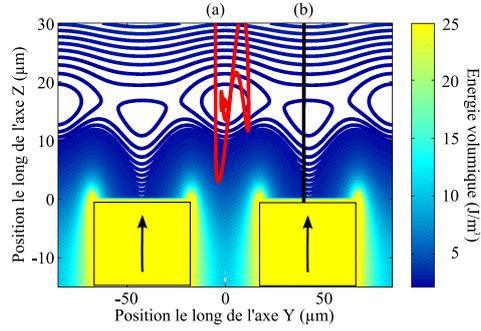


FIG. 3.16 – Isovaleurs d'énergie totale d'une particule diamagnétique ponctuelle. Les trajectoires de deux particules sont représentées : a) la particule est suffisamment freinée et atteint un point de lévitation et b) la particule n'est pas suffisamment ralentie et chute jusqu'aux aimants où elle reste collée

Ainsi, le protocole expérimental actuel permet d'atteindre un des points de lévitation, mais pas les deux.

### 3.3.2.6.2 Considérations énergétiques

Les puits de potentiel établis par les simulations précédentes ne sont que des minima locaux. Le puits de potentiel créé diamagnétiquement doit donc être plus profond que l'énergie cinétique acquise par la particule. Cette énergie est calculée à l'aide des équations (3.19) et (3.20) :

$$\begin{aligned}
 E_{Cin} &= \frac{1}{2} m V_{lim}^2 \\
 &= \frac{8\pi^2}{243} \frac{g^2 \rho^3}{\nu^2} r^7
 \end{aligned} \tag{3.22}$$

Une particule de  $5 \mu m$  de rayon acquiert donc une énergie cinétique de  $2,1 \cdot 10^{-15} J$ . Pour franchir le puits de potentiel placé au-dessus du canal, selon l'axe Z, une énergie volumique de  $12,7 J/m^3$  est nécessaire. L'énergie maximale qu'elle peut avoir est estimée en multipliant l'énergie volumique par le volume de la particule :  $E_{max} = 6,5 \cdot 10^{-15} J$ . Ce puits est donc suffisamment stable pour freiner une particule en chute libre, et la lévitation est par conséquent possible. Par contre, pour l'autre point de lévitation, une énergie volumique de  $1,91 J/m^3$  est suffisante, ce qui correspond à une énergie maximale de  $1,0 \cdot 10^{-15} J$ . Ce puits n'est donc pas suffisamment profond pour freiner la particule. La lévitation, avec ce protocole, n'est pas possible et cette conclusion est en accord avec celle obtenue précédemment par des considérations analytiques.

Il est à noter que l'énergie cinétique dépend de la puissance 7 de la dimension de la particule, alors que l'énergie maximale n'en dépend qu'à la puissance 3. Donc, pour des particules de tailles trop importantes, même le puits placé au-dessus du canal est insuffisamment profond.

A l'inverse, des particules plus petites devraient pouvoir être suffisamment freinées et donc léviter dans chacun des deux puits. Ceci devrait être possible pour des particules de moins de deux micromètres. Toutefois, nous n'avons pas observé de lévitation au-dessus des aimants.

### 3.3.2.6.3 Conclusion sur la stabilité

Dans le protocole expérimental actuel, les particules atteignent la structure avec une certaine vitesse. Si le puits magnétique n'est pas assez profond, alors les particules le traversent et ne lévitent pas. Une simulation dynamique permet de rendre compte de la possibilité ou non de cette lévitation. L'étude énergétique montre que lorsque les particules atteignent une certaine taille, elles ne peuvent plus être suffisamment freinées et ne lévitent dans aucun puits.

La mise en place d'un autre protocole expérimental permet de mettre en lévitation des particules plus importantes. En voici un exemple. La dispersion des particules sur les aimants lors de la chute est aléatoire. Certaines particules sont ainsi tombées proches des arêtes des aimants et y sont restées collées. En soumettant la structure d'aimants à de petites vibrations, il est alors possible de décoller ces particules et de les mettre en lévitation dans le canal. Ainsi, des particules de 7 à 10  $\mu\text{m}$  de rayon ont pu également léviter, ce qu'elles n'auraient pu faire directement après la chute libre. Cette voie est intéressante et méritera d'être explorée plus en avant.

### 3.3.2.7 Conclusion sur la lévitation du bismuth

Des aimants de taille micrométrique ont été réalisés. Des particules de bismuth ont ensuite été dispersées aléatoirement sur la structure aimantée. Certaines de ces particules, tombées dans les canaux, ont été observées en lévitation.

L'énergie diamagnétique est maximale au niveau des arêtes des aimants. Les particules en lévitation s'éloignent donc autant que possible de celles-ci. Ceci a été vérifié, qualitativement, à plusieurs reprises. Lorsque la structure magnétique est déplacée perpendiculairement aux rails, la particule reste canalisée et presque immobile. Par contre, un déplacement de cette structure ou l'application d'une force, même faible, selon la direction des rails entraîne un déplacement de la particule. Ce déplacement est parfaitement rectiligne : la particule est guidée par les aimants.

L'orientation des particules a également été observée. Les particules orientent leur plus grande dimension le long des rails d'aimants, comme prévu par la simulation.

Enfin, la simulation, avec ces dimensions, prévoit deux points de lévitation : au-dessus des aimants et au-dessus des canaux. Un seul des deux points a été observé. Cela est dû au protocole expérimental utilisé. Les particules atteignent la structure aimantée avec une certaine énergie cinétique. Si le puits de potentiel n'est pas assez profond, les particules passent à travers et ne lévitent pas. Une simulation

cinétique permet de vérifier, à priori, quels points d'équilibres peuvent être atteints. Un protocole différent permettrait néanmoins aux particules d'atteindre toutes les positions de lévitation.

Le protocole expérimental utilisé est assez rustique et ne permet pas d'obtenir la mise en lévitation de toutes les particules lâchées au-dessus des aimants. Toutefois, il est suffisant pour démontrer la faisabilité de la lévitation diamagnétique dans l'air, à l'échelle micrométrique. De plus, le comportement des particules observé expérimentalement a permis de valider le comportement prévu par les simulations.

Seule la lévitation du bismuth au-dessus des aimants microscopiques a été présentée car elle correspond au système simulé. Mais la lévitation est possible sur tous les types d'aimants fabriqués.

### 3.3.3 Autres matériaux

Nous avons montré précédemment que la lévitation diamagnétique est possible à l'échelle micrométrique avec du bismuth dans l'air. Dans cette partie, nous explorons maintenant les possibilités de lévitation d'autres matériaux tels que l'eau, le cuivre, le silicium ou les aimants.

#### 3.3.3.1 Lévitation de gouttes d'eau

La constante de sustentation de l'eau est proche de celle du bismuth. Cela est dû au fait que l'effet de ses propriétés diamagnétiques moindres est compensé par une densité plus faible. Les aimants macroscopiques à trous traversants sont utilisés. Les trous sont cylindriques et les aimants aimantés selon l'axe des trous. La goutte d'eau est obtenue à l'aide d'un brumisateurs commercial. Les gouttes ainsi générées ont une taille de plusieurs dizaines de micromètres.

La figure 3.17 montre une goutte en lévitation au-dessus d'un trou de  $300 \mu\text{m}$  de diamètre. La goutte est repoussée par les bords des aimants et est centrée sur l'axe du trou cylindrique. La goutte est donc en lévitation stable, les résultats obtenus par H. Chetouani sont donc confirmés [32].

Dans l'expérience précédente, nous avons utilisé des rails d'aimants. La direction parallèle aux aimants s'est révélée être une direction selon laquelle de faibles perturbations suffisent à déplacer la particule. A l'inverse de cette configuration cylindrique, les forces de maintien sont importantes et égales dans toutes les directions. La gouttelette ou la particule diamagnétique n'a aucun degré de liberté, elle est donc confinée ponctuellement.

La taille de la goutte d'eau décroît avec le temps. L'évaporation de l'eau dans l'air est très certainement à l'origine de cet effet.

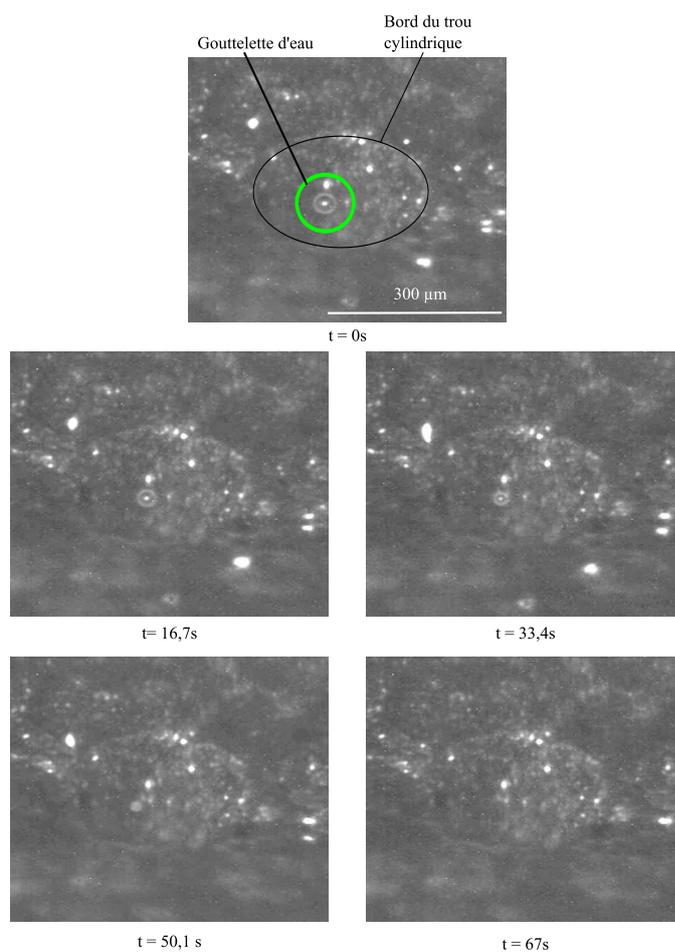


FIG. 3.17 – Lévitiation diamagnétique d'une goutte d'eau au-dessus d'aimants. Au fil du temps, le diamètre de la goutte décroît, jusqu'à la disparition de celle-ci

### 3.3.3.2 Lévitration du Cu et du Si dans un liquide

Le cuivre a une densité élevée (8,69) et le silicium une susceptibilité faible ( $3 \cdot 10^{-6}$ ). Ce sont donc des matériaux avec des constantes de sustentation élevées (respectivement 10400 et 17600  $T^2/m$ ). Il est donc nécessaire d'augmenter leur susceptibilité apparente à l'aide de la poussée d'Archimède magnétique pour les mettre en lévitation, dans le cadre des dimensions du système utilisé. Les aimants ainsi que les particules sont plongés dans une solution d'eau et d'un complexe à base de gadolinium : le Dotarem. Chetouani a calculé la susceptibilité d'une solution en fonction de la dilution du Dotarem [33] (Fig : 3.18). La solution utilisée est équivalente, sa susceptibilité est donc de  $4 \cdot 10^{-5}$ .

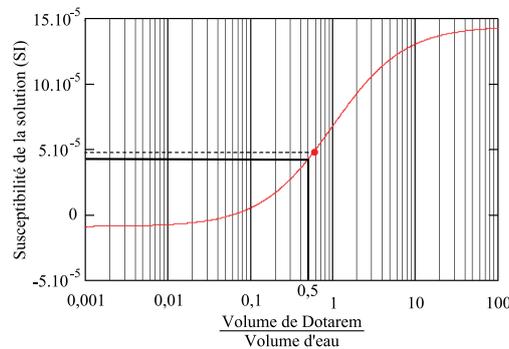


FIG. 3.18 – Evolution de la susceptibilité d'une solution de Dotarem en fonction de la dilution du Dotarem [33]

Le cuivre ainsi que le silicium ont été mis en lévitation diamagnétique dans ce liquide (Fig : 3.19). Comme précédemment, la structure en rails d'aimants est utilisée. Les particules tombées au-dessus du canal lèvitent et se déplacent à cause des faibles mouvements du fluide.

Les particules tombées sur les aimants ne se déplacent pas, elles sont collées. Toutefois, elles s'alignent sur la ligne médiane. Les particules diamagnétiques atteignent la structure d'aimants avec une énergie cinétique trop importante pour lèviter au-dessus des aimants. Toutefois, du fait de la viscosité du fluide, les particules diamagnétiques ont une énergie cinétique relativement faible. De plus, leur susceptibilité apparente a été fortement modifiée. La trajectoire des particules est donc notablement déviée par les bords des aimants. Les particules tombées sur les aimants sont toutes aussi éloignées que possible des arêtes, et donc s'alignent sur la ligne médiane des aimants.

A l'échelle centimétrique, Dunne & al. sont également parvenus à mettre en lévitation ces matériaux [40]. Ils se sont servi d'une solution paramagnétique de susceptibilité plus importante,  $1,4 \cdot 10^{-3}$ . Nous avons utilisé une solution de susceptibilité environ 35 fois moindre. La réduction d'échelle facilite donc la lévitation diamagnétique. Le système présenté ici est 1000 fois plus petit que celui de Dunne & al. Nous aurions donc pu prendre une solution dont la susceptibilité est inférieure d'un ou deux ordres de grandeur.

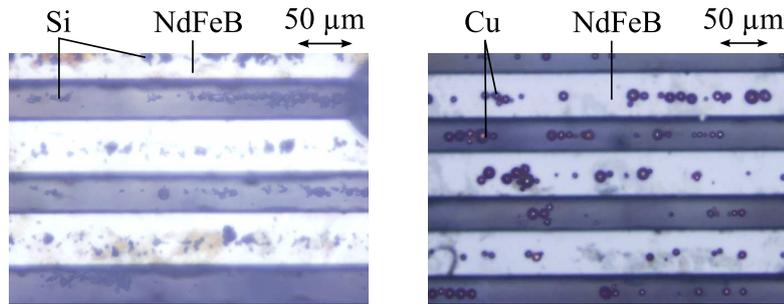


FIG. 3.19 – Silicium (gauche) et cuivre (droite) en lévitation diamagnétique dans une solution paramagnétique de susceptibilité  $4.10^{-5}$

### 3.3.4 Lévitation d'un aimant

Les aimants créent sur les corps diamagnétiques une force de répulsion. Par le principe d'action/réaction, les corps diamagnétiques génèrent une force de répulsion sur les aimants. Ainsi, de la même manière qu'un corps diamagnétique lévite au-dessus d'une structure d'aimants, un aimant doit léviter au-dessus d'un corps diamagnétique.

Cette lévitation a été prédite pour la première fois en 1956 par Boerdijk [17]. Il prévoyait qu'avec les aimants et les matériaux diamagnétiques de l'époque, des aimants de  $50 \mu m$  devraient léviter. Depuis, les performances, tant pour les aimants que pour les matériaux diamagnétiques, ont été améliorées. En 1990, Pelrine estimait qu'un aimant de NdFeB de  $300 \mu m$  devrait léviter [69].

Dans cette partie nous allons vérifier numériquement et expérimentalement ces considérations jusqu'alors purement théoriques. Ces travaux ont été réalisés dans le cadre du stage de master de Harald Profijt.

#### 3.3.4.1 Simulation

La force subie par l'aimant est exactement opposée à celle subie par le matériau diamagnétique. Ainsi, la force exercée sur l'aimant est déduite de celle calculée sur le matériau diamagnétique.

Le système étant composé d'une plaque de carbone pyrolytique supposée infinie, cette dernière sera prise très grande devant la taille de l'aimant. L'aimant dont nous nous servons pour les simulations est celui utilisé pour l'expérimentation. Il s'agit d'un aimant commercial en Samarium Cobalt (SmCo). Il est de forme cylindrique, de diamètre  $850 \mu m$ , de hauteur  $250 \mu m$  et aimanté selon son axe. Son aimantation, mesurée au VSM, est de  $0,9 T$ . Sa masse, pesée avec une balance de précision, est de  $3,2 \text{ mg}$ .

La hauteur de lévitation de l'aimant est calculée à différentes échelles (Fig : 3.20). Pour un diamètre de  $850 \mu m$ , la lévitation n'est pas possible. Il est nécessaire que l'aimant soit réduit au moins à la taille de  $600 \times 165 \mu m^2$  pour que les forces diamagnétiques commencent à compenser le poids de l'aimant. Ceci correspond à

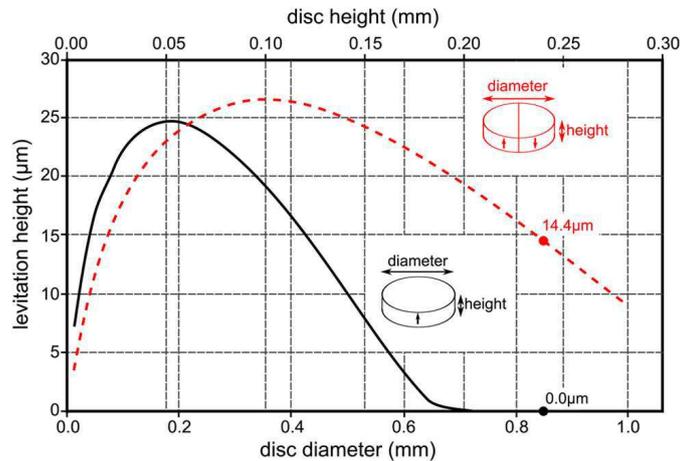


FIG. 3.20 – Simulation de la hauteur de lévitation d’un aimant dit dipolaire et d’un aimant dit double dipolaire en fonction de l’échelle [77]

l’ordre de grandeur des tailles d’aimant prévu par Pelrine.

En l’absence d’aimants de cette taille, une autre solution a été recherchée. Pelrine propose d’alterner les pôles des aimants pour augmenter les gradients [70]. Ainsi, en utilisant deux aimants demi-cylindriques de  $425 \mu\text{m}$  de rayon et de  $250 \mu\text{m}$  de hauteur, aimantés en opposition, la lévitation est possible. Elle est attendue à une hauteur de  $14,4 \mu\text{m}$ . Par la suite, cette configuration sera dite double dipolaire, puisque composée de la juxtaposition de deux dipôles. Par opposition, la configuration d’aimant simple sera appelée configuration dipolaire.

L’alternance des pôles permet donc d’augmenter les gradients en obligeant le champ à se reboucler sur des distances plus faibles, augmentant ainsi les forces diamagnétiques.

### 3.3.4.2 Réalisation

Le process de fabrication d’un aimant double dipolaire est résumé sur la figure 3.21. Dans un premier temps, un aimant cylindrique est coupé en deux à l’aide d’un scalpel. Les deux parties sont aimantées dans des sens opposés. L’aimant est alors naturellement reconstitué par les forces d’attraction magnétiques. L’ajustement des deux parties est parfait, puisque celles-ci proviennent du même aimant.

Ce process assure un état de surface relativement bon sans nécessiter d’opération trop complexe. La figure 3.22 montre le résultat obtenu. Il apparaît clairement que les deux parties ne sont pas exactement symétriques, physiquement mais surtout magnétiquement. Cela est toutefois suffisant pour un premier essai.

La hauteur de lévitation prévue étant à peine d’une dizaine de micromètres, toute rugosité doit être supprimée de la plaque de graphite. Elle est donc polie à l’aide d’un papier diamagnétique extra fin en carbure de silicium. La rugosité ainsi obtenue a été mesurée à l’aide d’un interféromètre. Elle est égale à  $1,9 \mu\text{m RMS}$  avec quelques pics à presque  $4 \mu\text{m}$ .

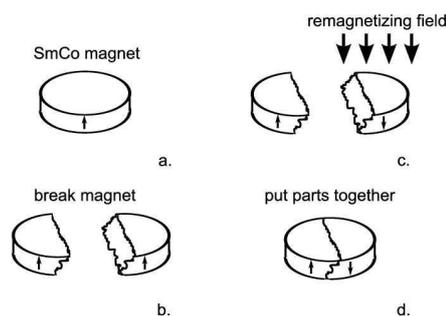


FIG. 3.21 – Fabrication d'un aimant double dipolaire [77].

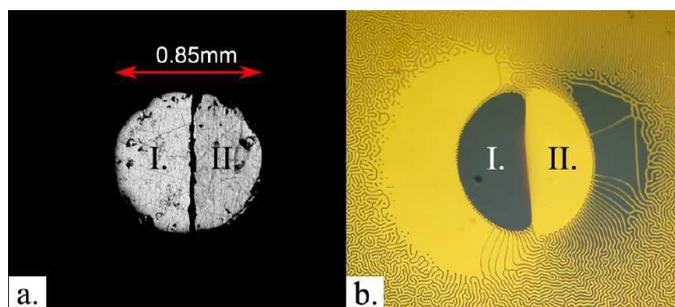


FIG. 3.22 – a) Photographie de l'aimant double dipolaire obtenu b) Image Magneto optique de cet aimant obtenue à l'aide d'un MOIF uniaxial

### 3.3.4.3 Résultats

Une caméra munie d'un zoom 3X est placée horizontalement, au niveau de la surface de graphite. Un aimant dipolaire est ensuite placé au-dessus de cette surface. Il n'y a aucune lévitation (Fig : 3.23(a)). Par contre, dans des conditions identiques, l'aimant double dipolaire lévite (Fig : 3.23(b)). Le graphite est tellement poli que le reflet de l'aimant en lévitation est également visible. La fracture entre les deux parties de l'aimant apparaît clairement.

La hauteur de lévitation est mesurée optiquement. La distance entre l'aimant en lévitation et son reflet dans le graphite est égale à deux fois la hauteur de lévitation. Sur cette figure, la hauteur de lévitation est de  $35 \mu m$ . Sur d'autres prises de vue, avec le même aimant, cette hauteur est plus faible et atteint  $10 \mu m$ . Sur certaines prises de vue, il apparaît que l'aimant est incliné. La hauteur

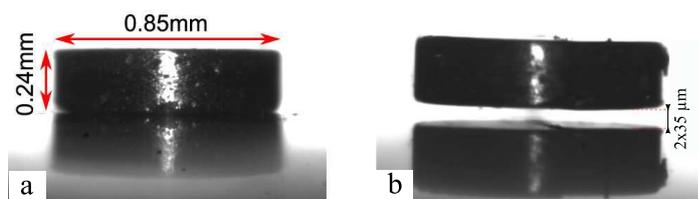


FIG. 3.23 – Lévitation d'un aimant au-dessus d'une plaque de carbone pyrolytique. a) Aimant simple : pas de lévitation, b) Aimant double dipolaire : lévitation

de lévitation ne peut donc être fournie avec certitude. Il faut toutefois noter que l'ordre de grandeur prévu est atteint.

Cette inclinaison est due à la nonsymétrie de la coupe. Une des parties de l'aimant est donc plus fortement repoussée par le graphite que l'autre. Sa hauteur de lévitation est donc plus importante.

#### 3.3.4.4 Discussion

##### 3.3.4.4.1 Comparaison avec les aimants de NdFeB

Ici, un aimant de SmCo est utilisé. Un aimant de NdFeB a une rémanence plus élevée (jusqu'à  $1,4 T$  au lieu de  $0,9 T$ ) ainsi qu'une densité plus faible (7,5 au lieu de 8,4). Sa force massique est donc plus élevée. Par conséquent, il est plus aisé de mettre en lévitation un aimant de NdFeB qu'un aimant de SmCo.

##### 3.3.4.4.2 Difficultés liées à la réduction d'échelle

L'utilisation d'un aimant de taille plus petite permettrait de mettre en lévitation un aimant simple. Toutefois, la fabrication ainsi que la manipulation d'aimants de taille requise pour la lévitation (quelques centaines de micromètres) est délicate. Les aimants nécessitent d'être manipulés individuellement, sinon ils s'agglomèrent par attraction magnétique. Il devient alors impossible de les mettre en lévitation.

Des particules de taille submillimétrique sont soumises à des forces de collage comparables, voire largement prépondérantes face au poids. Elles s'agglomèrent donc sur tout objet destiné à les manier. C'est pourquoi la manipulation d'aimants de petite taille est délicate.

Autant une solution a pu être mise en place pour individualiser les particules diamagnétiques (une séparation par tamis), autant elle n'est pas applicable aux aimants. Les forces magnétiques les unissant sont trop importantes. Une autre solution doit donc être trouvée pour la manipulation de microaimants.

#### 3.3.4.5 Conclusion

La lévitation d'un aimant commercial en SmCo au-dessus d'une plaque de graphite pyrolytique est étudiée. Les simulations ont montré que pris comme tel, l'aimant ne lévite pas. Il est nécessaire d'augmenter les gradients de champ. En l'aimantant en alternance, dans une configuration dite double dipolaire, la lévitation est possible.

Un procédé a donc été mis au point afin de créer deux dipôles opposés dans le même aimant. Cette opération permet d'augmenter le gradient de champ et donc la force diamagnétique massique. Ainsi, l'expérimentation a confirmé les simulations : l'aimant en lévitation fournit par lui-même le champ nécessaire à sa sustentation.

Ce type de lévitation, prévu par Boerdijk et Pelrine, est pour la première fois réalisé expérimentalement.

### 3.3.5 Conclusion sur la mise en oeuvre de la lévitation

La mise en oeuvre de la lévitation a nécessité la fabrication d'aimants de taille micrométrique. Deux types d'aimants ont été fabriqués : des aimants macroscopiques, dont les dimensions caractéristiques sont de l'ordre de la centaine de micromètres, ainsi que des aimants microscopiques, dont les dimensions sont de l'ordre de la dizaine de micromètres.

Sur ces aimants, nous avons saupoudré des particules de bismuth qui se sont mises à léviter. Nous avons étudié en détail un exemple obtenu sur des aimants microscopiques. Cette structure laisse un degré de liberté aux particules. Elles se déplacent donc facilement et sans frottements solides sur de grandes distances. La stabilité, les possibilités de guidage, ainsi que l'orientation des particules ont été analysées.

Ensuite, la lévitation diamagnétique est extrapolée à d'autres matériaux tels que l'eau, le cuivre et le silicium. L'eau, ayant une constante de sustentation du même ordre de grandeur que le bismuth, lévite dans les mêmes conditions, c'est-à-dire dans l'air. La lévitation de l'eau a été mise en oeuvre sur une structure cylindrique, dans laquelle les gouttes n'ont aucun degré de liberté. Il est donc possible de confiner de manière stable les particules en lévitation diamagnétique en un point. Les constantes de sustentation du cuivre et du silicium sont importantes. Il est donc nécessaire d'augmenter leur susceptibilité apparente en les plongeant dans un milieu paramagnétique afin de les faire léviter.

Enfin, par principe d'action/réaction, un aimant est repoussé par les corps diamagnétiques. Un aimant de taille suffisamment petite fournit lui-même les champs et gradients de champ nécessaires à sa lévitation.

## 3.4 Conclusion du chapitre III

Dans ce chapitre, nous avons confirmé et validé par simulation et par l'expérience les modèles comportementaux mis en place au cours du premier chapitre

La mise en place de la simulation a nécessité de valider expérimentalement le modèle analysé au chapitre I. Pour cela, une structure de taille millimétrique a été utilisée. La hauteur de lévitation ainsi que la fréquence de résonance d'une plaque de graphite en lévitation ont été simulées et mesurées. Simulations et mesures concordent. La précision du modèle est de 20%. Comme nous ne cherchons qu'à démontrer la possibilité de lévitation, le modèle est jugé suffisamment précis.

Le comportement d'une particule de bismuth au-dessus d'une structure micrométrique composée de rails d'aimants parallèles a été étudié. Les simulations montrent que les particules diamagnétiques se placent le plus loin possible des zones

de champs forts : les arêtes des aimants. Ainsi, deux points de lévitation existent : au milieu du canal séparant les rails d'aimants et sur la ligne médiane des aimants. De plus, les particules s'orientent suivant ce principe : leur plus grande dimension est orientée parallèlement aux aimants.

La structure simulée a ensuite été réalisée et des particules de bismuth y ont été saupoudrées. Au-dessus des canaux, les particules lèvent. Par contre, il n'y a aucune lévitation au-dessus des aimants. Nous avons alors montré, par simulation, que cela était dû au protocole expérimental utilisé. Les particules parviennent sur la structure avec une certaine énergie cinétique. Un des puits magnétiques est suffisamment profond pour freiner les particules, mais pas l'autre. Un protocole expérimental supprimant cette énergie cinétique permettrait de mettre en lévitation des particules dans les deux puits. Enfin, l'analyse de l'orientation des particules et de la stabilité de la lévitation a montré qu'effectivement les particules s'éloignent autant que possible des arêtes des aimants.

D'autres types de matériaux ont ensuite lévité : de l'eau, du cuivre, du silicium et un aimant. L'eau a été mise en lévitation dans l'air. Par contre, la lévitation du cuivre et du silicium a nécessité l'utilisation de la poussée d'Archimède magnétique : ces matériaux ont été plongés dans un milieu paramagnétique. Enfin, par principe d'action/réaction, les aimants sont repoussés par les corps diamagnétiques. De plus, s'ils sont suffisamment petits, ils fournissent par eux-même le champ et les gradients de champ nécessaires à leur sustentation.



# Chapitre 4

## Lévitiation Diamagnétique : Possibilités et Applications Potentielles

### Sommaire

---

<b>3.1</b>	<b>Introduction</b>	<b>87</b>
<b>3.2</b>	<b>Simulations</b>	<b>87</b>
3.2.1	Validation des méthodes de simulation	88
3.2.2	Simulation d'un cas simple	97
3.2.3	Conclusion sur la simulation	103
<b>3.3</b>	<b>Mise en oeuvre de la lévitation</b>	<b>103</b>
3.3.1	Réalisation des aimants	103
3.3.2	Lévitiation du bismuth dans l'air	106
3.3.3	Autres matériaux	113
3.3.4	Lévitiation d'un aimant	116
3.3.5	Conclusion sur la mise en oeuvre de la lévitation	120
<b>3.4</b>	<b>Conclusion du chapitre III</b>	<b>120</b>

---



## 4.1 Introduction

Au cours des chapitres précédents, nous avons vu que la lévitation diamagnétique est adaptée aux microsystemes. Elle permet une lévitation stable et permanente de particules et de gouttes de liquide de l'ordre du micromètre.

Au cours du chapitre III, nous avons vu, expérimentalement et numériquement, que la lévitation diamagnétique à l'échelle micrométrique est possible. Nous reprendrons donc dans ce chapitre un système similaire composé d'une ou de plusieurs particules de bismuth en lévitation. Quelques applications dans le domaine des capteurs et des actionneurs seront développées. Les performances des prototypes seront comparées à celles des systèmes existants et présentées dans l'étude bibliographique du chapitre II. Nous pourrions alors déduire l'intérêt de la réduction d'échelle et en particulier quelles possibilités elle offre.

## 4.2 Capteurs

Nous verrons dans cette section comment sont influencées les performances des capteurs diamagnétiques lors d'une réduction d'échelle.

Dans un premier temps, nous étudierons d'un point de vue théorique la faisabilité d'un microaccéléromètre. Plus exactement, nous déterminerons s'il est possible de concevoir un capteur diamagnétique répondant aux attentes des marchés les plus importants. Dans un deuxième temps, nous étudierons un prototype d'inclinomètre. Puis, dans un troisième temps, nous réaliserons un capteur de force de très haute précision.

L'ensemble de ces capteurs repose sur un principe similaire : une variation de l'environnement induit une variation de la position d'équilibre de la particule en lévitation. L'amplitude du phénomène physique est déduite de ce déplacement. Enfin nous en proposerons des moyens de mesure.

### 4.2.1 Accéléromètre

Nous allons ici explorer, d'un point de vue théorique, les possibilités d'un accéléromètre dont le corps d'épreuve est en lévitation diamagnétique. L'objectif est de voir si cette technologie peut répondre aux standards des principaux marchés. La démarche utilisée consiste à définir une structure simple que nous optimiserons pour remplir les différents cahiers des charges.

Pour cela nous expliciterons le principe d'un accéléromètre. Puis nous verrons l'apport de la lévitation diamagnétique à l'accélérométrie. Nous en modéliserons ensuite les performances. Nous procéderons alors à l'optimisation proprement dite et en analyserons les résultats.

#### 4.2.1.1 Principe

Un accéléromètre est un capteur destiné à la mesure d'accélération. Les plus courants mesurent l'accélération suivant un seul axe. Cependant, des capteurs multiaxiaux existent depuis peu sur le marché [3].

Un accéléromètre est composé d'une masse inertielle, appelée corps d'épreuve, constituant l'élément sensible du capteur. Ce corps d'épreuve est lié à un substrat dont nous recherchons l'accélération. Lors d'une accélération, une force inertielle apparaît sur la masse, déplaçant son point d'équilibre dans le repère lié au substrat. La mesure de ce déplacement est fonction de l'amplitude et, dans le cas de capteurs multiaxiaux, de la direction de l'accélération.

Une modélisation simple de ce type de capteur est réalisée par un système masse/ressort. Le corps d'épreuve subit l'action d'une force de rappel, d'une force de frottement fluide ainsi que d'une force inertielle que l'on cherche à caractériser. Le déplacement de la masse est calculé à partir de l'équation :

$$M\ddot{x} = -kx - C_f\dot{x} - M\ddot{y} \quad (4.1)$$

avec  $M$  la masse du corps d'épreuve,  $x$  sa position dans le repère du substrat,  $k$  la raideur de la force de rappel,  $C_f$  le coefficient de frottement et  $y$  la position du substrat dans le repère absolu (Fig : 4.1(a)).

Nous obtenons alors la fonction de transfert du capteur [107][4] :

$$\begin{aligned} H(\omega) &= 20 \log \left| \frac{x}{\dot{y}} \right| \\ &= 20 \log \left[ \frac{1}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \left(\frac{\omega_0\omega}{Q}\right)^2} \right] \end{aligned} \quad (4.2)$$

avec  $\omega$  la pulsation d'excitation,  $\omega_0 = \sqrt{\frac{k}{M}}$  la pulsation de résonance, et  $Q = \frac{\sqrt{kM}}{C_f}$ , le facteur de qualité.

Ce type de capteur se comporte comme un filtre passe-bas du second ordre de pulsation de coupure  $\omega_0$ . La réponse de ce type de capteur est rappelée en figure 4.1(b).

Dans le chapitre III, la fréquence de résonance d'une plaque de graphite de taille millimétrique en lévitation au-dessus d'aimants a été mesurée. La forme de la fonction de transfert est du second ordre, exactement celle attendue pour un accéléromètre. L'utilisation d'un corps en lévitation diamagnétique en tant que corps d'épreuve d'un accéléromètre est donc possible. Une étude similaire réalisée par Garmire & al. a abouti à la même conclusion [45].

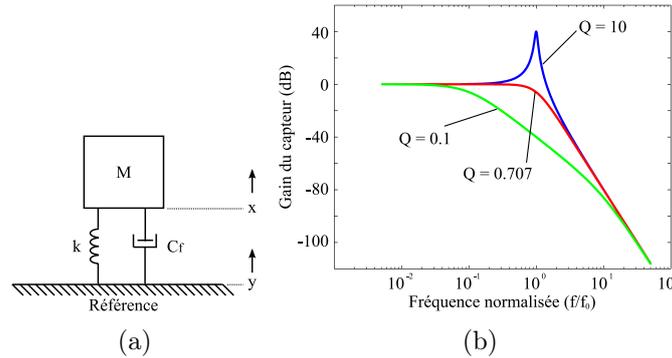


FIG. 4.1 – a) Schéma de principe d'un accéléromètre; b) Gain de la fonction de transfert d'un accéléromètre pour différentes valeurs de facteur de qualité

#### 4.2.1.2 Présentation d'un accéléromètre à aimant lévitant

Deux solutions sont envisageables pour l'obtention d'un accéléromètre à corps d'épreuve en lévitation diamagnétique. La masse peut être soit un aimant soit un corps diamagnétique. Afin de connaître l'accélération, il est nécessaire de mesurer le déplacement de la masse. Comme nous le verrons plus tard, un aimant en lévitation offre de meilleures solutions pour la mesure de sa position. C'est donc cette solution qui est retenue.

Dans le modèle proposé, un aimant est placé en lévitation dans une boîte constituée d'un matériau diamagnétique. Repoussé par les parois, il est maintenu en lévitation stable au centre de la boîte, quelle que soit l'orientation du capteur (Fig : 4.2(a)). L'aimant est supposé parallélépipédique, car il est ainsi plus simple à réaliser en microtechnologie. Il est aimanté selon l'axe vertical. Enfin, par symétrie, son comportement est identique dans les deux directions horizontales. Les dimensions suivant ces axes sont choisies égales.

Les paramètres géométriques sont explicités sur la figure 4.2(b). Le système est relativement simple puisqu'il ne comporte que 6 paramètres.

L'aimant est composé de NdFeB ayant une rémanence de  $1.4T$  et une densité de  $7.6$ . Nous plaçons cet aimant dans une boîte en bismuth isotrope, de susceptibilité  $-160.10^{-6}$ . Le bismuth est ici choisi, mais un accéléromètre réalisé avec une boîte de silicium ou d'oxyde de silicium est envisageable, à condition de la réduire homothétiquement, jusqu'à ce que la réduction d'échelle compense la diminution de susceptibilité magnétique de ces matériaux diamagnétiques.

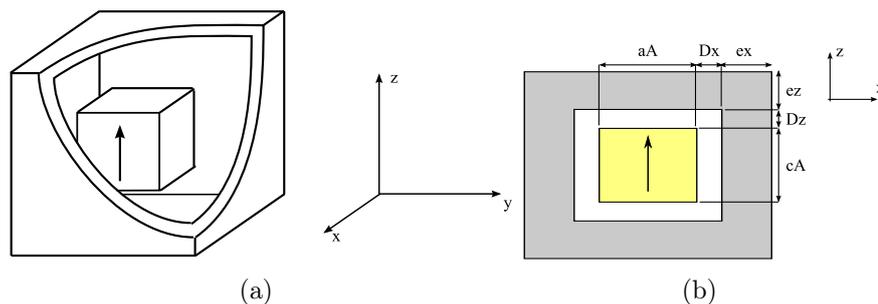


FIG. 4.2 – Accéléromètre à aimant lévitant a) Vue de l'accéléromètre ouvert, b)Schéma de simulation avec paramétrage

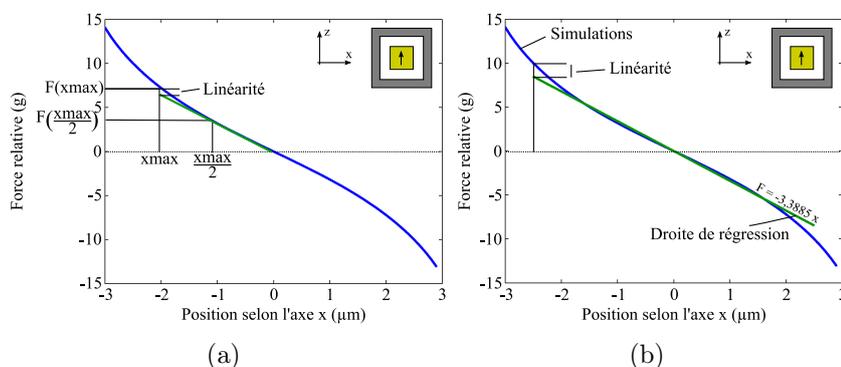


FIG. 4.3 – Force diamagnétique exercée sur un aimant en fonction de sa position. a) Modèle de linéarité que nous proposons, b) Modèle préconisé par les standards IEEE [2]

### 4.2.1.3 Résultats de simulation

Nous simulons alors le système {aimant + boîte de bismuth} (Fig : 4.3(a)). L'aimant subit, en fonction de sa position, une force de rappel le ramenant vers sa position d'équilibre. Soumis à une accélération, l'aimant se déplace donc jusqu'à la position où la force de rappel compense l'accélération. L'accélération est ainsi mesurée à partir du déplacement de l'aimant. Dans l'idéal, la relation entre déplacement et accélération est linéaire. Ceci nécessite donc que la force de rappel soit linéaire sur une certaine plage. La figure 4.3(a) montre que c'est effectivement le cas. Le système {aimant + boîte de bismuth} semble donc pouvoir être utilisé comme accéléromètre sur cette plage.

En dehors de la partie linéaire, la force augmente rapidement. Le corps d'épreuve peut donc supporter de fortes accélérations sans dommages.

#### 4.2.1.4 Intérêt d'un accéléromètre diamagnétique

Les accéléromètres classiques sont composés d'un corps d'épreuve volumineux relié au substrat par des micropoutres [29] [107]. Or la conception de tels capteurs est complexe. D'un côté, les micropoutres doivent être suffisamment épaisses pour soutenir le corps d'épreuve et assurer une bonne résistance mécanique du capteur. D'un autre côté, elles doivent être suffisamment fines pour être facilement déformables et assurer une bonne sensibilité au capteur. Il y a donc un compromis à trouver entre la taille de la masse, l'épaisseur des micropoutres et les performances souhaitées.

En contrepartie, elles permettent un bon guidage du déplacement de la masse. Le capteur est alors exclusivement sensible aux accélérations ayant lieu dans la direction de guidage [107] [4]. Mais alors la conception d'accéléromètres triaxiaux s'en trouve complexifiée [25], [80] ou [78]. En effet, ce type de capteur nécessite une masse se déplaçant librement dans les trois directions de l'espace. Les poutres en limitent son déplacement suivant au moins une direction.

Un accéléromètre basé sur un principe de lévitation diamagnétique n'a pas besoin de poutres, ce qui simplifie la conception du capteur. De plus, le corps d'épreuve est libre de se mouvoir dans les trois directions de l'espace. Il est donc simple, par essence, de concevoir un accéléromètre triaxial sur ce principe. Les possibilités d'un tel accéléromètre vont donc être présentées par la suite.

Les microaccéléromètres actuels sont fabriqués à partir de silicium monocristallin. Les déformations des micropoutres sous l'action d'un déplacement de la masse sont donc élastiques et il n'y a aucune perte d'énergie. Ainsi, sous vide, les facteurs de qualité de ces capteurs atteignent  $10^3$  à  $10^5$  [18] [5]. L'origine des frottements est exclusivement fluïdique [53]. La lévitation ne supprime alors que les frottements négligeables dus à la flexion des poutres. Le facteur de qualité d'un capteur avec une masse en lévitation diamagnétique est donc identique à celui des capteurs actuels. Or, comme nous le verrons plus tard, la résolution d'un accéléromètre dépend du facteur de qualité. Elle n'est donc pas améliorée par la lévitation.

#### 4.2.1.5 Performances d'un accéléromètre : définitions et expressions

Parmi les caractéristiques les plus importantes pour un accéléromètre, nous pouvons citer [107] [2] :

- La sensibilité
- La linéarité
- La bande passante
- La gamme
- La résolution
- La sensibilité interaxe

##### 4.2.1.5.1 Sensibilité

Elle quantifie le déplacement du corps d'épreuve pour une accélération constante égale à l'accélération de la pesanteur (1g). Elle obtenue à partir de l'équation (4.2) :

$$S = \frac{1}{g\omega_0^2} \quad (4.3)$$

Nous l'exprimerons en  $\mu m/g$ .

#### 4.2.1.5.2 Linéarité

Un accéléromètre est dit linéaire si le déplacement de la masse ne dépend que de l'accélération et que ce déplacement est proportionnel à l'amplitude de l'accélération. C'est rarement le cas pour un capteur réel. La linéarité caractérise donc cet écart par rapport à l'idéal.

Dans ce manuscrit, nous nous assurerons de la linéarité vis-à-vis de l'accélération et de la fréquence.

#### Linéarité vis-à-vis de l'accélération

Le déplacement de la masse doit être proportionnel à l'amplitude de l'accélération. Dans le cas idéal, il s'agit d'une droite. Dans le cas réel, cette réponse est curviligne (Fig : 4.3(a)).

Le comportement idéal du capteur est déduit de cette réponse en effectuant une régression via la méthode des moindres carrés. La linéarité est donc égale à la différence maximale entre les accélérations mesurées et la régression linéaire (Fig : 4.3(b)). La linéarité étant exprimée en %, cette différence maximale est ensuite divisée par la pleine échelle [2].

Mais, dans une optique de calcul d'optimisation, calculer la régression linéaire, rechercher l'écart maximal et modifier les paramètres d'entrée du modèle de sorte à minimiser cet écart, sont des opérations relativement complexes. Nous avons donc choisi une méthode de calcul de la linéarité plus simple.

En outre, à l'équilibre statique, la force diamagnétique compense l'accélération multipliée par la masse :

$$F_{Dia} = m\ddot{y} \quad (4.4)$$

Avec  $m$  la masse du corps d'épreuve et  $\ddot{y}$  l'accélération du substrat.

Que la linéarité soit calculée à partir de la force diamagnétique ou à partir de l'accélération revient donc exactement au même.

Nous choisissons donc de calculer la linéarité comme :

$$linearite = \frac{F(x_{max}) - 2.F\left(\frac{x_{max}}{2}\right)}{F(x_{max})}.100 \quad (4.5)$$

avec  $x_{max}$  la position maximale du corps d'épreuve,  $F(x_{max})$  la force diamagnétique qu'il subit en ce point et  $F\left(\frac{x_{max}}{2}\right)$  la force qu'il subit en  $\frac{x_{max}}{2}$ .

Justifions, à posteriori, ce choix. Si le capteur est idéal, alors la force subie par l'aimant dans la position  $x_{max}$  est exactement le double de celle subie dans la position  $\frac{x_{max}}{2}$ . La linéarité est alors nulle.

Par contre, la droite affine choisie pour modéliser ce comportement idéal est différente de celle que nous aurions trouvée par la méthode définie par les standards IEEE [2]. Elle surestime l'écart par rapport à l'idéal. Effectivement, une application stricte de la définition des standards IEEE fournit une droite telle que l'écart par valeur inférieure entre la droite idéale et la réponse du capteur soit exactement égale à la différence par valeur supérieure (Fig 4.3(b)). Tandis qu'avec la présente définition, l'écart par rapport à l'idéal par valeur supérieure est plus important que celui par valeur inférieure. En effet, plus l'aimant s'éloigne de sa position d'équilibre, plus la force de répulsion exercée par le matériau diamagnétique augmente. Au vu de la figure 4.3(a), l'amplitude, mais également la raideur de la force augmentent avec l'écart à la position d'équilibre. La conséquence directe de ceci est que la différence  $|F(x) - 2.F(\frac{x_{max}}{2})|$  est plus importante en  $x = x_{max}$  que pour n'importe quelle position comprise entre  $x = 0$  et  $x = \frac{x_{max}}{2}$ .

Néanmoins, la linéarité que nous venons de définir, est plus simple à calculer et constitue un critère efficace d'optimisation, même s'il est surestimé par rapport à celui fourni par les standard IEEE [2].

### Linéarité vis-à-vis de la fréquence

Idéalement, la sensibilité du capteur est indépendante de la fréquence. La figure 4.1(b) montre que ce n'est pas le cas. Nous calculerons donc la linéarité vis-à-vis de la fréquence comme :

$$linearitefrq = \frac{S(f) - S(0)}{S(0)}.100 \quad (4.6)$$

avec  $S(f)$  la sensibilité du capteur à la fréquence  $f$  et  $S(0)$  la sensibilité statique. Cette définition de la linéarité sera appelée ultérieurement linéarité fréquentielle.

#### 4.2.1.5.3 Bande passante

Lorsqu'un résonateur est excité à une fréquence proche de, ou égale à sa fréquence de résonance, la masse présente des déplacements considérables et la sensibilité est extrêmement importante. Par contre, lorsqu'il est excité au-delà de la fréquence de résonance, la réponse de la masse est très fortement atténuée. Ainsi, à proximité de la fréquence de résonance et au-delà, la sensibilité est dépendante, voire très fortement dépendante, de la fréquence d'excitation (Fig : 4.1(b)).

A une fréquence suffisamment basse, la sensibilité est indépendante de la fréquence. Cette réponse idéale en fréquence est appelée bande passante. Elle est calculée à partir de la fréquence de résonance :

$$BP = \alpha f_0 \quad (4.7)$$

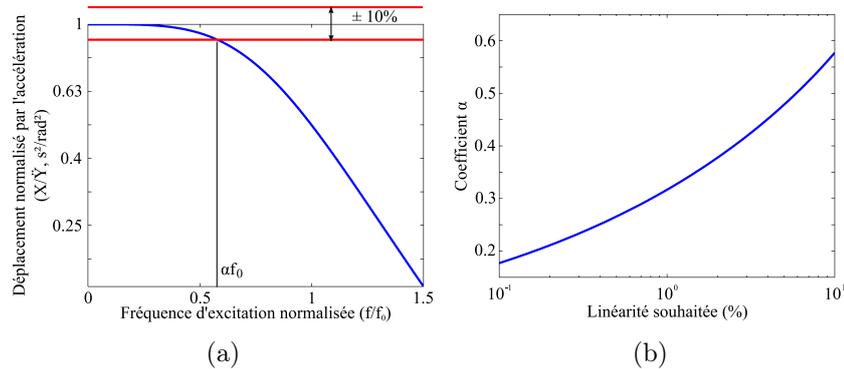


FIG. 4.4 – Détermination graphique du coefficient de proportionnalité  $\alpha$  liant la bande passante à la fréquence de résonance. a) Détermination de  $\alpha$  pour une linéarité de 10%, b) Valeur de  $\alpha$  en fonction de la linéarité

avec BP la bande passante,  $\alpha$  un coefficient de proportionnalité et  $f_0$  la fréquence de résonance du capteur. Le coefficient  $\alpha$  dépend de la linéarité et du facteur de qualité. Généralement, la bande passante est comprise entre  $0,2$  et  $0,5f_0$  [4].

Nous allons maintenant déterminer le coefficient de proportionnalité liant la bande passante à la fréquence de résonance.

L'objectif est d'obtenir un temps de réponse rapide. Soumis à une accélération, le résonateur doit donc atteindre sa position d'équilibre le plus rapidement possible. Ceci revient à le placer en régime critique [4]. Dans ce cas précis, le résonateur n'oscille pas mais parvient à sa position d'équilibre le plus rapidement. Ce régime est atteint lorsque le facteur de qualité est égal à  $\frac{1}{\sqrt{2}}$ .

Le facteur de qualité d'un résonateur est difficile à prévoir. Pour la suite, nous supposons donc qu'il est technologiquement possible d'atteindre cette valeur en réglant judicieusement la pression du fluide entourant le corps d'épreuve ou en choisissant la composition et la phase de ce fluide.

La dépendance de  $\alpha$  avec la linéarité fréquentielle est déterminée en traçant la sensibilité en fonction de la fréquence. La plage de fréquences pour laquelle ce déplacement a la précision requise est déterminée graphiquement (Fig : 4.4(a)). En reproduisant cette méthode pour différentes valeurs de linéarité, nous déterminons la valeur du coefficient  $\alpha$  en fonction de la linéarité (Fig : 4.4(b)). Plus la linéarité souhaitée est importante, plus le coefficient de proportionnalité doit être élevé.

Par la suite, nous fixerons  $\alpha$  à partir de la linéarité fournie par le cahier des charges. Nous réaliserons donc les calculs en statique, le choix de ce coefficient nous garantissant la validité des calculs sur toute la bande passante. Par la suite, lorsque nous mentionnerons la linéarité, il sera fait référence à la linéarité vis-à-vis de l'accélération.

#### 4.2.1.5.4 Plage de mesure d'accélération ou gamme

La plage de mesure d'accélération, également appelée gamme, est l'écart entre les accélérations maximale et minimale mesurées de manière fiable par le capteur. Ici, elle est calculée en divisant la force maximale mesurée par le poids du corps d'épreuve. Habituellement, l'accélération est comparée avec la gravité terrestre ( $g$ ) :

$$Gamme = \frac{F(x_{max})}{M * g} = \frac{F(x_{max})}{Poids} \quad (4.8)$$

A cause de son poids, la position au repos de la masse en lévitation n'est pas exactement au centre de la boîte, mais légèrement plus basse. Il faut donc en tenir compte lors des simulations. Nous simulons un accéléromètre triaxial, susceptible d'être incliné ou retourné. Les gammes spécifiées par les cahiers des charges devront donc toutes être augmentées de 1g dans toutes les directions.

#### 4.2.1.5.5 Résolution

La résolution est définie comme étant l'accélération minimale produisant un signal de sortie avec un rapport signal sur bruit supérieur à 50 %. Pour un accéléromètre, elle est exprimée par en  $g/\sqrt{Hz}$  [107] :

$$resolution = \frac{1}{g} \sqrt{\frac{4k_B T \omega_0}{mQ}} \quad (4.9)$$

avec  $k_B$  la constante de Boltzmann,  $T$  la température,  $\omega_0$  la pulsation propre de l'accéléromètre,  $m$  la masse et  $Q$  le facteur de qualité.

#### 4.2.1.5.6 Sensibilité interaxe

La sensibilité interaxe est la sensibilité selon un axe à une accélération suivant un autre axe. Elle est exprimée en  $\mu m/g$  :

$$S_{Inter} = \frac{x}{accz} \quad (4.10)$$

avec  $x$  la position selon l'axe  $x$  et  $accz$  une accélération selon l'axe  $z$ .

#### 4.2.1.5.7 Raideur

Certains calculs nécessitent de connaître la raideur de la force. Ici, la raideur est calculée par différence finie autour du point d'équilibre du corps d'épreuve en l'absence d'accélération. La raideur est évaluée à partir du calcul des forces en  $\Delta x$  et  $-\Delta x$  :

$$k_x = \frac{F(\Delta x) - F(-\Delta x)}{2.\Delta x} \quad (4.11)$$

Caractéristiques	Position	Sécurité	Consommable
Linéarité (%)	< 0,1	< 2	< 5
Gamme (g)	$\pm 1$	$\pm 2$	$\pm 2$
Résolution ( $\mu g/\sqrt{Hz}$ )	4	1000	1000
Bande Passante (Hz)	100	400	20

TAB. 4.1 – Principales spécificités de quelques applications-types des accéléromètres

#### 4.2.1.6 Trois cahiers des charges possibles

L'objectif est de tester les possibilités du diamagnétisme, en vue de réaliser un accéléromètre. Nous nous intéressons donc à trois marchés différents mettant chacun l'accent sur des performances spécifiques :

- La précision (positionnement)
- Le temps de réponse (sécurité)
- Le coût faible (consommable)

Les accéléromètres destinés au positionnement sont utilisés en lien avec les GPS. L'utilisateur a besoin de connaître à chaque instant sa position. Or il ne peut être en contact permanent avec le satellite. Entre deux contacts successifs, la position est calculée par double intégration pendant le temps de l'accélération. La précision de la mesure est donc un paramètre-clef.

Les accéléromètres destinés à la sécurité sont, entre autres, utilisés dans le secteur automobile. Ils détectent les pertes, ou les risques de pertes de contrôle du véhicule par le conducteur afin de déclencher à temps les systèmes d'aides à la conduite (ABS, anti-patinage...). L'importance est donnée ici au temps de réponse.

Enfin, le marché des consommables utilise les accéléromètres pour l'amélioration des interfaces homme/machine. Ainsi, des accéléromètres ont déjà été inclus dans des manettes de jeu (Nintendo Wii<sup>©</sup>) ou dans les téléphones portables (Nokia<sup>©</sup>). L'accent est mis sur le prix du composant. Ce prix ne pourra être pris en compte dans cette étude. Mais celle-ci permettra cependant de déterminer si les accéléromètres peuvent remplir les spécificités des marchés les moins exigeants en terme de performances.

Les spécificités associées à chacun de ces marchés sont répertoriées tableau 4.1.

Seuls les quelques critères pouvant être modélisés avec nos connaissances actuelles sont étudiés ici. Mais ils n'empêcheront pas de démontrer les possibilités offertes par un accéléromètre diamagnétique.

#### 4.2.1.7 Optimisation pour chaque cahier des charges

L'accélération subie par le système est mesurée à travers le déplacement de l'aimant dans la boîte diamagnétique. Ainsi, plus le déplacement sera important, plus aisée et plus précise sera la mesure. L'optimisation vise à vérifier l'adéquation

Caractéristiques	aA	cA	Dx	Dz	ex	ez
Bande passante X	↗	↗	↘↘	↗	↗	-
Bande passante Z	↗	↗	↗	↘↘	-	↗
Gamme X	↗	↗	↘	↗	↗	-
Gamme Z	↗	↗	↗	↘	-	↗
Linéarité X	↗	↗	↘↘	↗	↗	-
Linéarité Z	↗	↗	↗	↘↘	-	↗
Excursion	-	-	↗	↗	-	-

TAB. 4.2 – Variations des performances d’un accéléromètre diamagnétique avec les paramètres géométriques

à un cahier des charges donné tout en assurant un déplacement maximal.

Les logiciels d’optimisation ne pouvant minimiser qu’une seule sortie, nous définirons le déplacement maximal par la variable :

$$E = e_x + e_z \quad (4.12)$$

avec  $e_i$  le déplacement selon l’axe  $i$ . Il conviendra donc de vérifier que les déplacements selon les deux axes sont du même ordre de grandeur.

#### 4.2.1.7.1 Evolution des performances avec les paramètres

Déjà exploitée au chapitre III, la suite logicielle CADES offre la possibilité de calculer les sensibilités des sorties en fonction des paramètres d’entrée d’un modèle. Les variations des performances de l’accéléromètre sont qualitativement données dans le tableau 4.2 et font référence aux paramètres géométriques présenté figure (4.2(b)).

Malgré le peu de paramètres, l’optimisation n’est pas intuitive, certains paramètres ayant des influences contradictoires sur les performances. Par exemple l’augmentation de  $D_x$  réduit la linéarité selon l’axe X, ce qui est souhaité, mais augmente celle selon Z, non voulue. De plus, le champ est calculé analytiquement, mais son expression reste complexe. Enfin, le calcul de la force subie met en oeuvre deux intégrales surfaciques que nous ne pouvons estimer analytiquement.

Ce travail d’optimisation nécessite donc de recourir à un logiciel adapté. C’est pourquoi la suite logicielle CADES est utilisée. Les sensibilités des spécifications y sont automatiquement calculées en fonction des paramètres géométriques et ce à partir des expressions algébriques. Des solutions ont été recherchées pour chacune des trois applications. Une optimisation nécessite une dizaine d’itérations et dure quelques minutes sur un PC standard.

Les résultats obtenus sont indiqués dans le tableau 4.3. Le tableau 4.4 résume les dimensions géométriques obtenues. Les spécifications des marchés de consommation et de sécurité peuvent donc être atteintes. Il n’en va pas de même pour le marché de la navigation pour lequel les spécifications en bande passante ainsi qu’en

gamme ont été atteintes, mais pas celles en linéarité et en résolution. Cela est dû à la conception simple du capteur. Trois solutions sont possibles pour remplir ce cahier des charges :

- Repenser la conception ;
- Utiliser un capteur de position compensant la non-linéarité du capteur actuel ;
- Utiliser un système asservi en position avec une contre-réaction assurée par des bobines.

On notera que les déplacements selon les axes X et Z ne diffèrent que d'un facteur 2. Le choix de la variable d'optimisation est donc justifié.

Performances le long de l'axe X	Consommation		Sécurité		Navigation	
Linéarité (%)	5	✓	2	✓	0.3	<b>X</b>
Gamme (g)	2	✓	2	✓	2	✓
Bande passante (Hz)	328	✓	567	✓	909	✓
Résolution ( $\mu g/\sqrt{Hz}$ )	10	✓	23	✓	82	<b>X</b>
Déplacement ( $\mu m$ )	$\pm 1.61$		$\pm 0.56$		-	

Performances le long de l'axe Z	Consommation		Sécurité		Navigation	
Linéarité (%)	5	✓	2	✓	0.86	<b>X</b>
Gamme (g)	2	✓	2	✓	2.53	✓
Bande passante (Hz)	245	✓	400	✓	586	✓
Résolution ( $\mu g/\sqrt{Hz}$ )	9	✓	20	✓	65	<b>X</b>
Déplacement ( $\mu m$ )	$\pm 2.9$		$\pm 1.16$		-	

TAB. 4.3 – Performances atteintes par l'accéléromètre diamagnétique selon les axes X et Z

Paramètres géométriques	Consommation	Sécurité	Navigation
aA	36.0	27.0	12.0
cA	18.0	11.5	7.5
Dx	3.20	1.5	1.10
Dz	8.45	5.0	3.50
ex	81.0	73.0	93
ez	95.0	99.0	93

TAB. 4.4 – Paramètres géométriques obtenus après optimisation

#### 4.2.1.8 Remarques sur la sensibilité interaxe

Les performances de l'accéléromètre présenté ont été calculées suivant les axes de symétrie du système : axe X, axe Z ou axe Y. La mesure des accélérations suivant d'autres directions que ces directions particulières est également souhaitée. Il convient donc de s'assurer que la sensibilité inter-axe soit minimale. Plusieurs phénomènes sont à l'origine d'une sensibilité inter-axe :

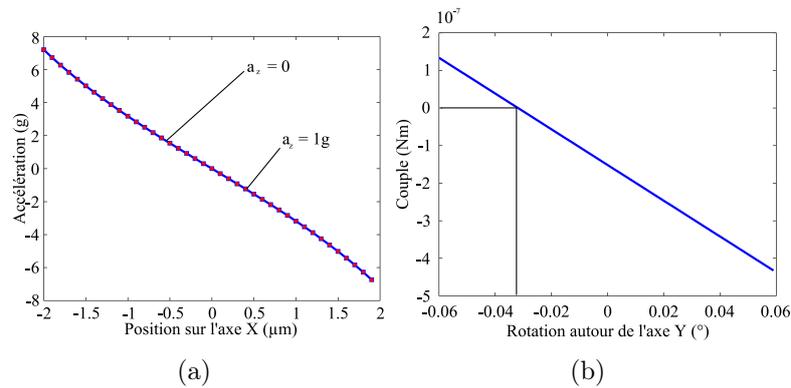


FIG. 4.5 – Sensibilité inter-axe d’un accéléromètre diamagnétique destiné à la sécurité. a) Accélération mesurée selon l’axe X en fonction de la position selon l’axe X, pour une accélération selon l’axe Z nulle (trait continu) ou de 1g (marqueurs carrés) b) Couple subi autour de l’axe Y pour une accélération de 1 g suivant les axes X et Z

- Une accélération suivant un axe entraîne une accélération suivant un axe orthogonal ;
- L’aimant subit un couple lorsqu’il est soumis à une accélération hors axe de symétrie ;
- L’aimant s’oriente dans les lignes de champ lorsqu’il est placé dans un champ magnétique.

Il s’avère que le premier cas est négligeable, une accélération suivant l’axe X ou Z n’entraînent aucun déplacement suivant un axe perpendiculaire. Un exemple est donné figure 4.5(a). La position de l’aimant selon l’axe X en fonction d’une accélération selon l’axe X est tracée, pour une accélération selon l’axe Z soit nulle, soit de 1g. La réponse du capteur est identique dans les deux cas.

Le deuxième cas ne peut être négligé. Soumis à une accélération de 1g suivant les axes X et Z, l’aimant subit un couple autour de l’axe Y (Fig : 4.5(b)). Il se stabilise après une rotation de  $3.10^{-2}$  °.

Cette sensibilité est, si nécessaire, limitée en plaçant le capteur dans un champ homogène. Une induction magnétique de  $0,01$  mT est suffisante.

D’après la figure 4.5(b), le couple de rappel que la boîte diamagnétique exerce sur l’aimant est de l’ordre de  $10^{-7}$  Nm. Or, pour un aimant de 1,4T, un champ de  $0,07$  μT suffit à créer un couple de cet ordre de grandeur. L’orientation de l’aimant est donc extrêmement dépendante de l’environnement magnétique, notamment du champ magnétique terrestre dont la valeur est de  $45$  μT.

Pour limiter ces risques, une solution consiste à placer le capteur dans un champ homogène orienté verticalement ou de prévoir un système de rétroaction.

#### 4.2.1.9 Conclusion sur la faisabilité d'un accéléromètre diamagnétique

Nous avons étudié, en simulation, l'adéquation de la lévitation diamagnétique à une des applications-phares des microsystèmes : l'accélérométrie. Le système considéré est constitué d'un aimant en lévitation dans une boîte diamagnétique. La structure a été optimisée afin de remplir les spécificités de trois secteurs aux demandes différentes : un coût faible (marché du consommable), un temps de réponse court (marché de la sécurité) et une bonne linéarité (marché du positionnement). Ainsi, des capteurs remplissant les spécificités du marché du consommables et de la sécurité ont été dimensionnés. La linéarité apparaît comme le point bloquant pour le marché du positionnement.

Ces résultats confortent et étendent les estimations de Garamire & al : ils pensent pouvoir atteindre, à l'aide d'un système différent, des fréquences de résonance de l'ordre de la centaine de Hertz pour un microaccéléromètre à masse en lévitation [45].

Les capteurs diamagnétiques peuvent donc, théoriquement, atteindre les performances de certains capteurs conventionnels. Des solutions pratiques restent encore à trouver, notamment pour :

- mesurer la position de l'aimant,
- limiter la rotation de l'aimant en cas d'accélération hors axe de symétrie ou en présence d'un champ magnétique,
- obtenir un facteur de qualité proche de  $\frac{1}{\sqrt{2}}$ .

### 4.2.2 Inclinomètre

Au chapitre III, nous avons vu que la position d'une particule en lévitation pouvait être modifiée par des forces faibles. Nous étudions ici l'influence de l'inclinaison de la structure d'aimants sur la position de la particule. L'ensemble de l'étude sera réalisé sur une structure composée de rails d'aimants.

Tout d'abord, il convient de trouver les positions de lévitation stable selon l'axe des aimants. Nous serons amenés à revenir sur l'hypothèse du caractère bidimensionnel du champ, utilisée au chapitre III, et à considérer les aimants comme finis.

Ensuite, un prototype sera réalisé afin de montrer la dépendance de la position d'une particule en lévitation avec l'inclinaison de la structure aimantée. La faisabilité d'un inclinomètre sera ainsi démontrée. Enfin, le système sera simulé et ses performances comparées aux performances obtenues expérimentalement. A partir des différences constatées, nous serons alors à même de proposer un dispositif avec de meilleures performances.

#### 4.2.2.1 Lévitation stable de particules au-dessus de canaux séparant des rails d'aimants

##### 4.2.2.1.1 Constat

Dans les microstructures présentées au chapitre III, les particules de bismuth lévitent dans des positions privilégiées : à proximité du bord des aimants (Fig : 4.6). Ces positions de stabilité sont très répétitives, pour ne pas dire systématiques. Les particules en lévitation sont, de ce fait, toujours recherchées dans ces endroits.

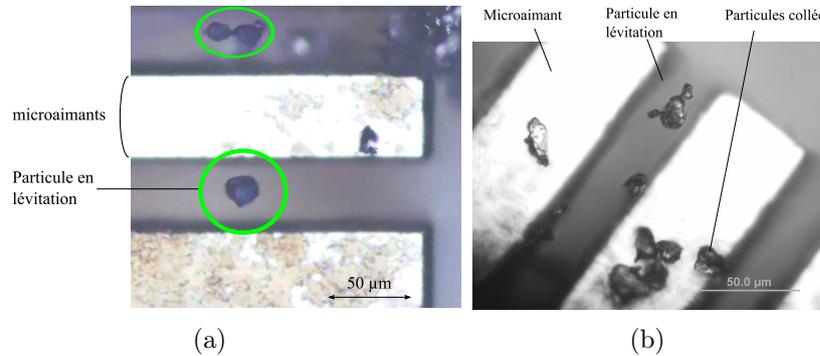


FIG. 4.6 – Particules de bismuth en lévitation au-dessus de rails d'aimants

#### 4.2.2.1.2 Interprétation

Au chapitre I, nous avons vu que les matériaux diamagnétiques sont repoussés par les zones de champ important. Le chapitre III a montré que ces dernières sont situées sur les arêtes des aimants. Les particules sont donc repoussées par les bords des aimants. C'est pourquoi les particules en lévitation se placent au milieu des canaux, comme par exemple dans la structure mise ne oeuvre au chapitre III.

Or, les aimants sont de taille finie. Ils présentent donc des arêtes suivant la troisième dimension (Fig : 4.7). Une force apparaît donc dans la direction du canal et repousse les particules vers l'intérieur des aimants. Cependant, cela ne suffit pas à justifier les positions de stabilité observées au bout des rails.

Plusieurs hypothèses sont possibles :

- La position stable n'est pas au centre géométrique des rails mais à proximité du bout des rails.
- Un effet quelconque produit une asymétrie : inclinaison de la structure, défaut magnétique...

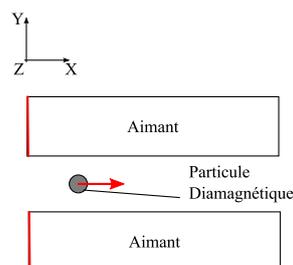


FIG. 4.7 – Les effets de bords (en rouge) créent une force de centrage sur la particule qui influe sur la position d'équilibre le long de l'axe X

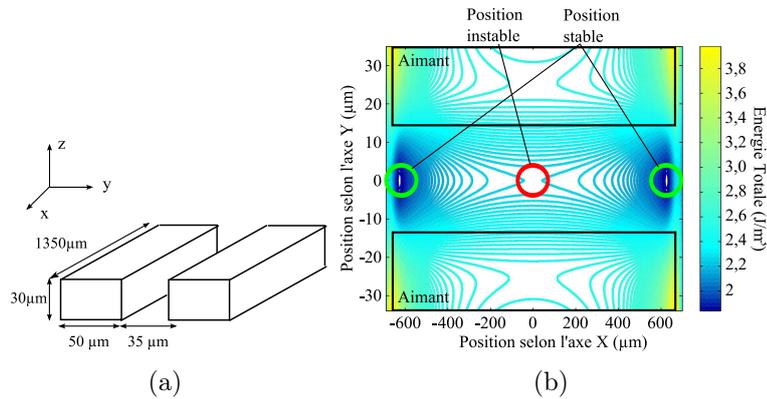


FIG. 4.8 – Calcul de l'énergie d'une particule diamagnétique ponctuelle à une hauteur  $z = 16 \mu m$ . a) Schéma du dispositif, b) Isovaleurs d'énergie de la particule totale en fonction de X et de Y

Il convient donc d'approfondir l'étude pour déterminer la cause réelle de ce phénomène inattendu.

#### 4.2.2.2 Présentation du système étudié

Le cas d'étude est la structure aimantée du chapitre III qui a permis la démonstration de la lévitation à l'échelle micrométrique. La structure est composée de rails d'aimants parallèles séparés par des canaux. Jusqu'alors, nous avons considéré ces aimants comme infiniment longs. Nous nous intéressons maintenant à l'influence de leurs dimensions finies sur la position de lévitation.

L'étude sera décomposée en deux parties. Tout d'abord, nous analyserons d'un point de vue énergétique les positions de stabilité dans le plan XY (Fig : 4.8(a)). Puis nous étudierons la force de centrage selon l'axe X sur l'axe médian du canal.

##### 4.2.2.2.1 Energie en fonction de sa position en X et en Y

L'énergie totale d'une particule ponctuelle est calculée selon sa position en X et en Y, à hauteur de lévitation au-dessus du canal :  $z = 16 \mu m$  (Fig : 4.8).

Comme nous l'avons vu au chapitre III, les arêtes des aimants créent une force de centrage le long de l'axe Y. Nous retrouvons donc que les positions stables de la particule correspondent à  $Y=0$ .

Sur l'axe X, la position centrale,  $X=0$ , est instable. La particule est repoussée en direction des bords. Deux positions stables existent donc presque au bout des aimants.

Dans cette position, la particule subit deux forces de répulsion opposées :

- L'une l'éloignant du bord des aimants,
- L'autre l'éloignant du centre.

#### 4.2.2.2 Composante de la force diamagnétique selon l'axe X

Nous étudions maintenant la stabilité des positions de lévitation selon l'axe X. La particule est supposée centrée selon l'axe Y par les forces de centrages dues aux bords des aimants. Sa position selon l'axe vertical est fixée par équilibre entre la force diamagnétique verticale et le poids. Donc le calcul de la force selon l'axe X suffit à l'étude de la stabilité de la particule.

Dans le principe, la simulation consiste à fixer la position selon l'axe X et à rechercher la hauteur de lévitation pour laquelle le poids est compensé. Une fois cette hauteur de lévitation déterminée, la composante selon l'axe X de la force subie par la particule est calculée. Les points d'annulation de cette force horizontale correspondent aux points d'équilibre.

Les aimants utilisés sont identiques aux microaimants présentés dans le chapitre III. Leurs dimensions sont rappelées figure 4.8(a). La particule est supposée sphérique, avec un rayon de  $5 \mu m$ . La force subie par cette particule, en fonction de sa position selon l'axe du canal, est donnée en figure 4.9.

Au centre du canal, les forces sont très faibles sur une large plage de position, environ  $[-200 \ 200] \mu m$ . La structure peut être considérée comme infinie, les effets de bords sont négligeables. L'équilibre est donc indifférencié. Par contre la moindre force selon l'axe X entraîne un déplacement, sans frottement, vers l'extérieur de la structure. A l'approche des extrémités, les effets de bords ne sont plus négligeables. La force résultante repousse les particules du centre de la structure en direction du bord des aimants. En s'approchant encore du bord, la force s'annule et change de signe. Les particules sont alors repoussées par les effets de bords. La compensation de ces deux forces crée un équilibre stable à proximité des extrémités des aimants, à une distance de l'ordre de  $30 \mu m$ . Expérimentalement, cet ordre de grandeur est retrouvé (Fig : 4.6(b)).

Dans la figure 4.6(a) la particule est placée à environ  $120 \mu m$  du bord. Cette différence peut s'expliquer par une inclinaison de la structure d'aimants. Cette inclinaison crée une force selon l'axe du canal, déplaçant le point d'équilibre.

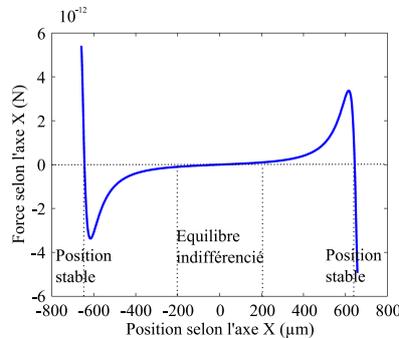


FIG. 4.9 – Force selon l'axe X en fonction de la position selon l'axe X

#### 4.2.2.2.3 Bilan des simulations

Des simulations tenant compte du caractère fini des aimants ont été réalisées. Elles montrent que les effets de bords entraînent l'apparition de positions de lévitation privilégiées dans l'axe du canal. Ces positions sont situées à une trentaine de micromètres des extrémités des aimants. Par contre, les effets de bords ne modifient pas les conclusions quant à la position de la lévitation perpendiculairement à l'axe du canal : les particules lèvitent au milieu du canal.

Les simulations confirment donc les résultats expérimentaux obtenus.

Ces positions peuvent être modifiées par des forces extérieures : mouvements d'air, forces électrostatiques si les particules sont chargées, variations de champs magnétiques... L'influence de l'inclinaison et l'utilisation du dispositif comme inclinomètre seront étudiées ci-après.

#### 4.2.2.3 Principe de fonctionnement d'un inclinomètre diamagnétique

La structure précédente est reprise. Nous appellerons  $(XZ)$  le repère fixe et  $(X'Z')$  le repère lié à la structure d'aimants (Fig 4.10 b)). Une particule en lévitation est soumise à son poids ainsi qu'aux forces diamagnétiques. Le poids est orienté selon l'axe vertical  $(Z)$ . A l'équilibre, ces deux forces se compensent. Si la structure magnétique est parfaitement horizontale, le poids est orthogonal au plan des aimants. Il n'a dans ce cas aucune composante selon l'axe  $X'$ . La particule est alors dans une des deux positions d'équilibre définies précédemment.

En cas d'inclinaison de cette structure, le poids n'est plus orthogonal à la force diamagnétique. Sa projection dans le repère  $(X'Z')$  acquiert une composante suivant l'axe du canal. La particule est donc poussée selon cette direction. La force diamagnétique acquiert également une composante suivant l'axe  $X'$ , rappelant la particule vers sa position d'équilibre. La compensation de ces deux forces entraîne une nouvelle position d'équilibre. L'inclinaison est déduite de cette nouvelle position. Un inclinomètre est ainsi obtenu.

Il est à noter qu'il est impossible de mettre en oeuvre cette fonction d'inclinomètre dans la zone où l'équilibre est indifférencié. Le moindre écart avec l'horizontalité entraînerait un déplacement de la particule vers les extrémités des aimants. Elle tomberait naturellement dans une des positions stables existant à proximité des extrémités des aimants, et ce, quelle que soit l'inclinaison.

L'utilisation de rails d'aimants garantit un mouvement unidirectionnel de la particule. La particule n'est donc sensible qu'à une inclinaison créant un déplacement selon l'axe  $X$ , donc à une rotation autour de l'axe  $Y$ . Deux rails d'aimants entre lesquels lève une particule constituent ainsi l'inclinomètre le plus simple.

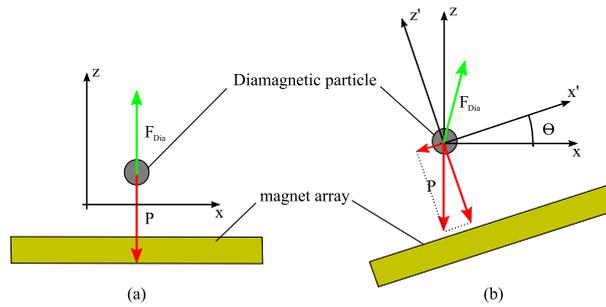


FIG. 4.10 – Le poids crée une force lorsque les rails sont inclinés d'un angle  $\theta$ , a) Position horizontale, b) En cas d'inclinaison

#### 4.2.2.4 Prototype

##### 4.2.2.4.1 Description du prototype

Nous utilisons une structure macroscopique comportant des canaux (Fig : 4.11). Il s'est avéré que la lévitation est plus aisément observée dans cette structure que dans les structures microscopiques. Ceci tient très probablement au fait que les particules sont tout d'abord saupoudrées au-dessus des aimants puis ensuite amenées sous le microscope. La lévitation sur des aimants macroscopiques est plus stable pour des particules d'une dizaine de micromètres que sur des aimants microscopiques. Elle est donc mieux conservée lors de ce déplacement. Les aimants macroscopiques sont donc utilisés.

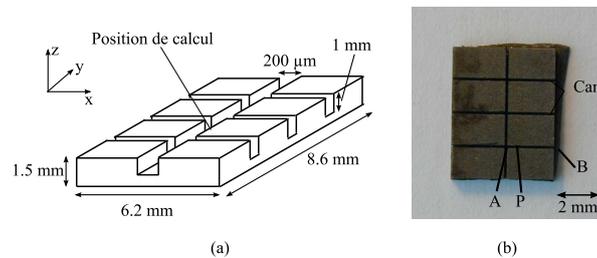


FIG. 4.11 – a) Schéma de principe et dimensions, b) Photographie (vue de dessus) des aimants utilisés pour le prototype d'inclinomètre

Cette structure est posée sur une platine inclinable. Son inclinaison est contrôlée à l'aide d'un inclinomètre électrostatique calibré à  $0.01^\circ$ . La position exacte des particules est déterminée par traitement de l'image issue du microscope. Ce traitement est réalisé informatiquement à l'aide du logiciel de traitement d'image ImageJ, auquel la bibliothèque "particle tracker" a été ajoutée. Ce logiciel détecte les particules sur une image ou sur un film et calcule leurs coordonnées avec une précision d'un pixel. En fonction de l'optique utilisée pour l'acquisition, cette méthode est donc plus ou moins précise. Dans le cas présent, la résolution atteinte est de 60 nm pour une particule fixe et de 150 nm pour une particule en lévitation. La position de la particule est repérée par rapport à un point fixe, dont la position est

indépendante de l'inclinaison. Un défaut sur les aimants est donc utilisé comme point de référence.

#### 4.2.2.4.2 Résultats

Les résultats obtenus sont reportés figure 4.12.

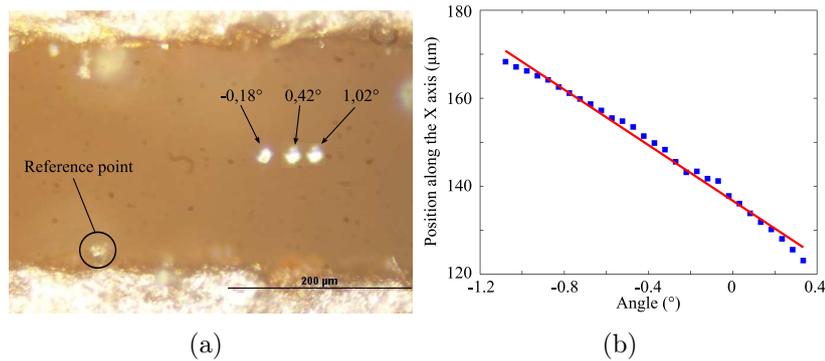


FIG. 4.12 – a) Superposition de 3 vues successives, obtenues pour trois angles différents. Elle montre la variation de position de la particule en fonction de cet angle (vue de dessus) b) Position de la particule en fonction de l'angle

La position de la particule est influencée notablement par l'inclinaison des aimants 4.12(a). Un angle inférieur à un dixième de degré suffit à déplacer une particule de quelques micromètres. De la figure 4.12(b) sont déduites les caractéristiques de cet inclinomètre, à savoir une sensibilité  $\frac{\Delta X}{\Delta \theta}$  de  $31,6 \mu m/^\circ$ , une linéarité de 6,7 % et une plage de mesure de  $[-1,1 \ 0,4]^\circ$ .

#### 4.2.2.4.3 Conclusion

Un prototype d'inclinomètre est réalisé. Des aimants dits macroscopiques sont placés sur une platine inclinable. Des particules de bismuth y sont ensuite saupoudrées. Nous avons alors repéré optiquement la position d'une particule en lévitation en fonction de l'inclinaison de la structure.

La position d'équilibre de la particule dépend effectivement de l'angle d'inclinaison de la structure. La faisabilité d'un inclinomètre à lévitation diamagnétique est donc démontrée.

#### 4.2.2.5 Etude théorique du prototype

Des simulations ont été conduites afin d'explorer les possibilités ainsi que les limites de ce capteur.

Une rotation d'angle  $\theta$  autour de l'axe Y est imposée aux aimants. La position d'équilibre est calculée par annulation de la force totale de la particule. Lorsque les aimants sont inclinés, cet équilibre s'écrit :

$$\begin{cases} F_{X'Dia} = \sin(\theta)P \\ F_{Z'Dia} = \cos(\theta)P \end{cases} \quad (4.13)$$

Avec P le poids de la particule et  $F_{I'Dia}$  la force subie selon l'axe I' dans le repère lié aux aimants. Toutefois, tant que les angles mis en jeu restent faibles, l'équation 4.13 se simplifie en :

$$\begin{cases} F_{X'Dia} = \theta P \\ F_{Z'Dia} = P \end{cases} \quad (4.14)$$

Cette hypothèse sur les angles faibles permet une deuxième simplification : les forces diamagnétiques calculées dans le référentiel fixe sont égales à celles calculées dans le référentiel lié à l'aimant. Cette deuxième hypothèse simplifie grandement les simulations en supprimant la nécessité de mettre les aimants en rotation. L'équation 4.14 se simplifie encore en :

$$\begin{cases} F_{XDia} = \theta P \\ F_{ZDia} = P \end{cases} \quad (4.15)$$

L'erreur commise avec cette hypothèse dépend de l'angle, mais elle est seulement de quelques pourcents, voire moins, ce qui est suffisant pour un premier prototype.

La position de la particule se déduit donc aisément du calcul de la force selon X en fonction de X. L'angle nécessaire pour atteindre une position donnée selon l'axe X est donnée par :

$$\theta = \frac{F_{XDia}}{P} \quad (4.16)$$

La position de la particule en fonction de l'angle est ainsi calculée pour la structure expérimentale. Toutes les dimensions mises en jeu sont du même ordre de grandeur. Il est donc nécessaire de simuler l'ensemble de la structure. Dans l'expérience présentée, la particule lévite dans le canal en bas à droite de la structure (Fig : 4.11a). Les calculs sont donc réalisés en cette position : 2 mm dans la direction X et 2.2 mm dans la direction Y (le point [0,0] étant le barycentre de la structure). La courbe de la figure 4.13 est ainsi obtenue. Les caractéristiques théoriques de l'inclinomètre en sont déduites.

#### 4.2.2.6 Discussion

Le tableau 4.5 résume les performances calculées et mesurées du prototype. Les performances ont été mesurées sur la plage angulaire  $[-1,1 ; 0,4]^\circ$ . Afin de permettre la comparaison des résultats, les simulations devraient être données sur la même plage. Toutefois, nous verrons qu'intrinsèquement cet inclinomètre ne peut fournir de résultats théoriques significatifs que sur la plage  $[-1,1 ; 0,2]^\circ$ .

La linéarité est bien meilleure dans le cas expérimental. Par contre, la sensibilité est inférieure d'un ordre de grandeur par rapport à ce qui était attendu. Chacune de ces caractéristiques est analysée en détail ci-après.

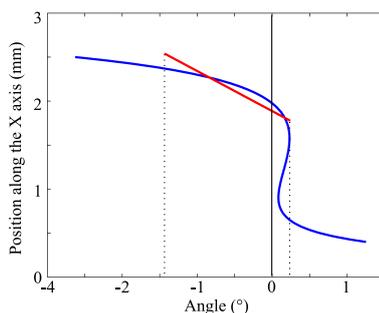


FIG. 4.13 – Position théorique de la particule en fonction de l’inclinaison des aimants macroscopiques

	Simulation	Expérience
Gamme angulaire ( $^{\circ}$ )	[-1.1 0.2]	[-1.1 0.4]
Linéarité (% FS)	25	6.7
Sensibilité ( $\mu m/^{\circ}$ )	450	31.6

TAB. 4.5 – Comparaison des performances calculées et mesurées d’un inclinomètre diamagnétique

#### 4.2.2.6.1 Plage angulaire de mesure

Les simulations montrent que le capteur présenté a, intrinsèquement, une plage de mesure non symétrique autour de la position horizontale,  $0^{\circ}$ . En effet, vu du point de calcul (P sur la figure 4.11(a)), la structure d’aimant est asymétrique, canal parallèle à Y à gauche (en A), et du vide à droite (en B). De plus, à l’équilibre la particule est plus proche d’une des extrémités (l’extrémité A) du canal que de l’autre (l’extrémité B). Elle subit donc plus les effets de bords en allant en direction de A qu’en allant en direction de B. Ainsi, la plage angulaire est plus importante vers les angles négatifs que vers les angles positifs.

Une conception plus adaptée suffit à centrer la position de lévitation et ainsi la plage de mesure. Un exemple est donné en figure 4.14. Le système est plus simple et composé de deux rails d’aimants aimantés verticalement, séparés par un canal. Les dimensions sont choisies de sorte que la position stable, c’est-à-dire lorsque la structure est horizontale, soit exactement au milieu de l’axe X. Dans une telle configuration, le fonctionnement est parfaitement symétrique. Dans l’exemple de la figure 4.14, la plage de mesure est de  $[-0,2\ 0,2]^{\circ}$  pour une sensibilité de  $44,5\ \mu m/^{\circ}$  et une linéarité de 1,7 %.

Il est à noter qu’en modifiant les dimensions de la structure proposée, les performances de l’inclinomètre peuvent être adaptées aux besoins. Par exemple, une réduction homothétique de la taille des aimants augmente les forces diamagnétiques volumiques. Alors, l’angle maximum mesuré par le capteur serait augmenté et la plage de mesures étendue. A l’inverse, une augmentation de la taille de la

structure réduit les forces diamagnétiques volumiques de rappel, augmentant ainsi la sensibilité du capteur. Une optimisation prenant en compte l'ensemble des paramètres devrait permettre de dimensionner un inclinomètre remplissant le cahier des charges souhaité.

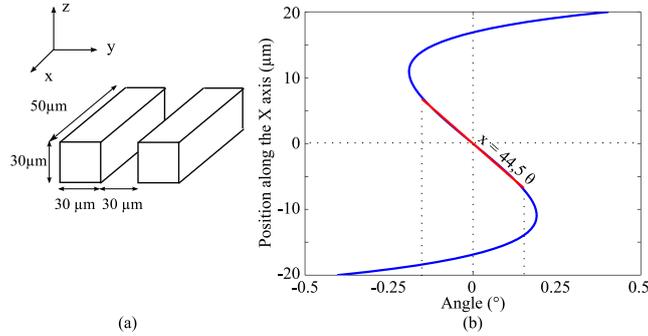


FIG. 4.14 – a) Dimensionnement d'un inclinomètre symétrique b) Réponse simulée

#### 4.2.2.6.2 Linéarité/Sensibilité

Lors des simulations, les aimants sont supposés parfaitement définis : pas de rugosité, des bords à angles droits, les bords du canal parallèles et sans aucun défaut mécanique ou magnétique. Au contraire, dans le prototype, les aimants ont une rugosité importante. Des mesures interférométriques l'ont estimée à  $14 \mu\text{m}$  rms. De plus, les bords des aimants ne sont pas toujours parallèles et la largeur du canal varie de  $170$  à  $200 \mu\text{m}$ . Ces défauts, difficiles à modéliser, créent donc des puits de potentiel susceptibles de modifier l'effet recherché. L'hypothèse de perfection des aimants est donc à remettre en cause.

Ces défauts perturbent le système. Ils rendent les simulations plus complexes et parfois impossibles. Il devient alors difficile de prévoir à priori les performances du capteur. Dans certains cas, ils en détériorent les capacités, par exemple la sensibilité dans le dispositif présent. Dans d'autres, ils les améliorent, par exemple la gamme ou la linéarité ici.

L'objectif ici est de montrer la faisabilité d'un tel inclinomètre. Le moyen le plus simple d'y parvenir a donc été choisi, mais il ne s'agit pas du plus efficace. Un meilleur contrôle des techniques de fabrication peut permettre de limiter, voire de supprimer, les défauts des aimants. Un moyen consiste à utiliser un procédé de fabrication propre aux microsystèmes, comme cela a été le cas pour l'obtention de la figure 4.6 ou [74]. Dans ce cas, les canaux ont été formés par Deep-RIE (Reactive Ion Etching), garantissant un très bon parallélisme des bords. Ensuite, les aimants ont été déposés par un dépôt triode, fournissant un dépôt homogène sur la surface du dispositif avec une faible rugosité. Des résultats expérimentaux plus proches de ceux simulés peuvent alors être atteints.

#### 4.2.2.6.3 Comparaison avec un capteur millimétrique

La plage de mesure d'un tel capteur dépend de la force volumique maximale subie par le corps d'épreuve. Au cours du chapitre II, nous avons vu que cette force augmente proportionnellement à la réduction d'échelle. A l'échelle millimétrique, le seul inclinomètre diamagnétique dont nous ayons les caractéristiques est celui de Simon & al. [84]. Sa plage de mesure est de  $60 \mu^\circ$ . Réduit homothétiquement 1000 fois, ce capteur devrait avoir une plage de mesure de  $60 m^\circ$ . Le capteur présenté ici a une plage de mesure encore plus importante :  $\pm 1^\circ$ . Cette performance remarquable tient à une meilleure conception du capteur :

- Les aimants sont de meilleure qualité ;
- la forme de la masse en lévitation est mieux adaptée. Dans le cas présenté ici, toute la particule participe à la force de rappel. La force volumique s'en trouve donc fortement augmentée. Dans le cas de Simon & al., la masse est composée d'un barreau en lévitation dont seules les extrémités participent à la force de rappel selon l'axe horizontal.

Ces trois améliorations dans la conception, couplées à la réduction d'échelle, permettent d'augmenter de six ordres de grandeur la plage angulaire de mesure.

D'un autre côté, la raideur de la force est proportionnelle au facteur d'échelle, puisqu'elle est obtenue par dérivation de la force diamagnétique :

$$raideur = \left. \frac{\partial F}{\partial x} \right\} k^2 \quad (4.17)$$

avec k le facteur d'échelle. Par suite, la sensibilité est proportionnelle au carré de ce facteur :

$$S = \left. \frac{P}{raideur} \right\} k^2 \quad (4.18)$$

Avec P le poids. Dit autrement, lorsque la taille de l'ensemble du système est réduite d'un facteur 1000, la sensibilité est réduite d'un facteur  $10^6$ . Le capteur de Simon & al. a une sensibilité de  $108 mm/^\circ$ . Le capteur présenté dans ce mémoire a théoriquement une sensibilité de  $350 \mu m/^\circ$ , soit trois ordres de grandeur inférieurs.

La réduction d'échelle ainsi qu'une conception adéquate doivent donc permettre une augmentation importante de la plage de mesures tout en limitant la perte de sensibilité de l'inclinomètre diamagnétique.

#### 4.2.2.6.4 Autres structures d'inclinomètre diamagnétique

Le prototype présenté ici est unidimensionnel. En concevant un système avec une symétrie cylindrique, un inclinomètre bi-axial peut être obtenu. Un tel dispositif pourrait être formé d'une particule sphérique en lévitation au-dessus d'un trou cylindrique.

L'étude est réalisée à partir d'une structure aimantée composée de rails parallèles. L'utilisation d'autres formes d'aimants est également envisageable :

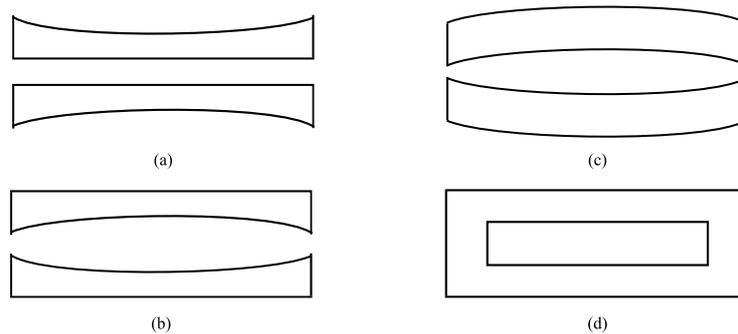


FIG. 4.15 – Autres structures aimantées possibles pour un inclinomètre diamagnétique

- Aimants avec une arête incurvée (Fig : 4.15a et b))
- Aimants avec deux arêtes incurvées (Fig : 4.15c))
- Canal dont les extrémités sont fermées (Fig : 4.15d))
- ...

L'utilisation de telles structures pourrait augmenter la linéarité, la plage de mesure angulaire ou bien la sensibilité du capteur.

De plus, cette étude concerne un inclinomètre dont la masse lévitante est un corps diamagnétique en lévitation. Un système équivalent composé d'un aimant en lévitation sur un support diamagnétique est également possible. Sur un principe identique, la position de l'aimant dépend de l'inclinaison du corps diamagnétique. Pour un capteur unidimensionnel, l'aimant serait en lévitation dans un canal de matériau diamagnétique. Dans ce cas, l'aimant est guidé par les bords du canal. Il n'a donc qu'un seul degré de liberté. La force de centrage dans la direction du canal serait créée par la fermeture du canal.

#### 4.2.2.7 Conclusion sur l'inclinomètre diamagnétique

La faisabilité d'un inclinomètre reposant sur la lévitation diamagnétique a été démontrée à l'échelle micrométrique. Nous avons réalisé, caractérisé et simulé un prototype. La comparaison entre les mesures expérimentales et les simulations a montré de gros écarts. Ces écarts sont principalement dus à des défauts technologiques. Un autre procédé permettrait d'obtenir des prototypes plus proches des systèmes simulés. L'analyse de ces différences a permis de concevoir un nouvel inclinomètre et de proposer un procédé de fabrication afin de parvenir à des performances mieux contrôlées.

Une comparaison avec un inclinomètre millimétrique a permis de démontrer les apports de la réduction d'échelle sur ce type de capteur.

### 4.2.3 Capteur de force - Application à l'étude d'interactions entre particules en lévitation

Placées en lévitation, soit les particules s'agglomèrent formant ainsi de longues chaînes, soit elles se repoussent et restent isolées (Fig : 4.16). Nous nous sommes intéressés à cette force de répulsion. Ces interactions ont deux origines possibles : interaction entre dipôles magnétiques ou interaction coulombienne entre particules chargées. Les amplitudes des forces mises en jeu sont différentes de quelques ordres de grandeur. Un capteur de force a donc été créé afin de quantifier ces forces de répulsion et d'en connaître leurs origines.

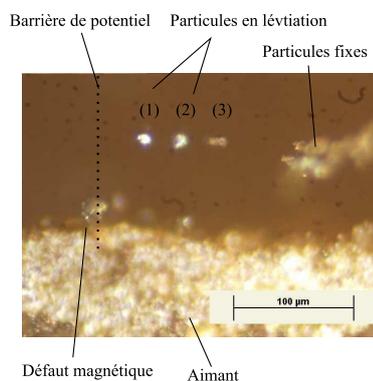


FIG. 4.16 – Des particules en lévitation se repoussent, un défaut magnétique les maintient dans le même puits de potentiel

#### 4.2.3.1 Principe de la mesure

Le capteur de force présenté ici convertit la force en déplacement. Dans un premier temps, a lieu la calibration du capteur. La position d'une particule seule en fonction de la force exercée est ensuite mesurée optiquement. Dans un second temps, une deuxième particule est amenée dans le même puits de potentiel. Du fait de l'interaction répulsive, la première particule voit sa position d'équilibre déplacée. La force de répulsion subie est déduite de ce déplacement.

#### 4.2.3.2 Choix de la structure d'aimants

Pour mesurer cette force, les particules doivent avoir un seul degré de liberté, lequel doit, de plus, être stable avec une très faible raideur. Ainsi la particule ne peut se déplacer que dans une seule direction, mais avec une grande sensibilité aux forces extérieures. Deux rails d'aimants parallèles conviennent à cette application. Comme pour l'inclinomètre, ils fixent la position de la particule selon l'axe vertical ainsi que selon l'axe perpendiculaire au canal tout en permettant un déplacement le long du canal.

Nous choisissons ici les aimants macroscopiques, d'une part parce qu'ils ont une structure adaptée, d'autre part parce que le phénomène étudié y est fréquemment

observé et reproductible. Effectivement, les canaux sont longs et larges. Il est donc fréquent que plusieurs particules tombent dans le même canal. Par suite, le phénomène de répulsion y est fréquemment observé. De plus, ces aimants possèdent des défauts. Le long d'un même canal, il existe donc plusieurs points de stabilité ou puits de potentiel.

Nous verrons dans la partie actionnement (section 3) qu'il est possible de faire passer une et une seule particule d'un puits à un autre par simple inclinaison des aimants. Deux puits adjacents sont donc utilisés ; un des puits sert de réservoir de particules alors que l'autre sert de capteur proprement dit.

Sur la gauche de cette figure un défaut d'aimant crée une barrière séparant deux puits de potentiel. Le point de stabilité de droite est utilisé comme réservoir alors que celui de gauche est utilisé comme capteur. Nous les appellerons puits-réservoir et puits-capteurs afin de ne pas confondre ce dernier et l'ensemble du capteur de force.

#### 4.2.3.3 Calibration du capteur

La particule (1) est amenée dans le puits-capteur par inclinaison des aimants (Fig : 4.17(a)). Comme pour l'inclinomètre, une inclinaison de la structure d'aimants génère sur la particule une force d'amplitude connue grâce à la gravité. La position de la particule en fonction de cette amplitude est relevée. Une méthode identique à celle de la calibration de l'inclinomètre est utilisée : le poids de la particule crée une force selon l'axe horizontal lorsque la structure d'aimant est inclinée. En contrôlant l'angle, il est possible d'imposer la force souhaitée sur la particule :

$$F = \theta P \quad (4.19)$$

avec  $\theta$  l'angle d'inclinaison et  $P$  le poids. Le poids est grossièrement estimé à partir d'une observation au microscope. Les dimensions dans le plan sont donc de  $18 \times 15 \mu m^2$ . Comme nous l'avons vu au chapitre III, la particule oriente sa plus grande dimension dans l'axe du canal et sa plus petite dimension verticalement. La dimension selon l'axe vertical est donc inférieure à  $15 \mu m$ . La particule semble relativement cubique. La troisième dimension est donc probablement proche des autres dimensions. Dans une première approche, elle est prise égale à  $10 \mu m$ . Le poids est déduit du volume. La relation entre la position et la force appliquée peut donc être déduite (Fig : 4.17(a)).

#### 4.2.3.4 Mesure de la force d'interaction

La particule (2) est maintenant introduite dans le puits-capteur (Fig : 4.17(b)). La première particule, repoussée par la nouvelle venue, se déplace. Ce déplacement est exclusivement dû à la présence de la deuxième particule. La position de la particule en fonction de l'angle est de nouveau mesurée (ce n'est pas nécessaire, mais ainsi plusieurs mesures sont réalisées et la précision augmentée). Cette relation est encore linéaire. Les coefficients directeurs des deux droites de régression sont

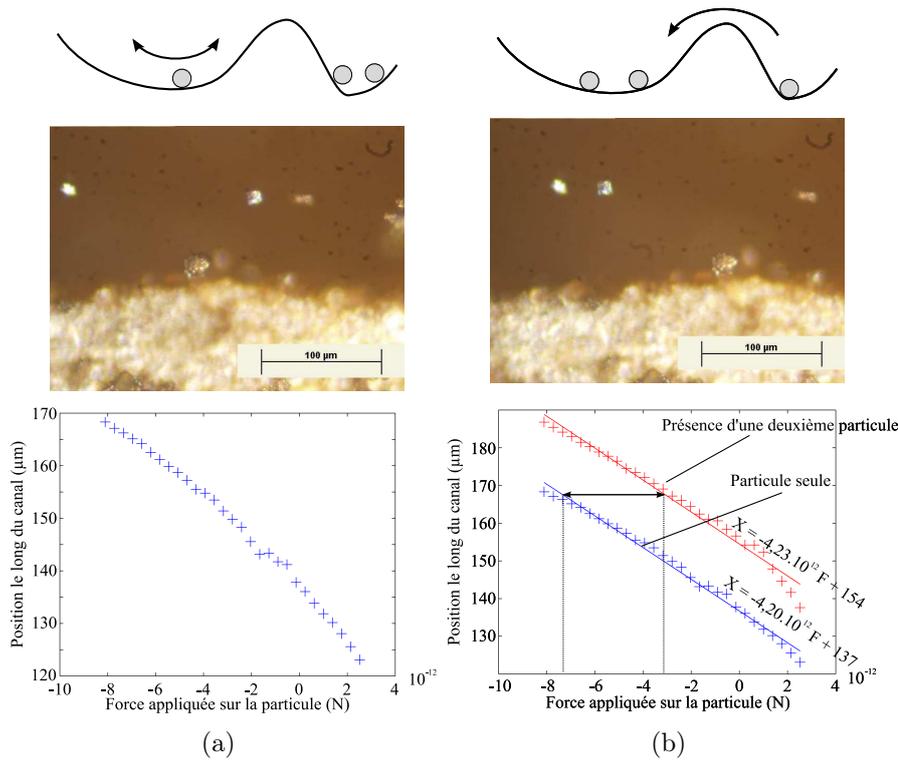


FIG. 4.17 – a) Calibration du capteur de force. b) Mesure de la force de répulsion.

égaux. La particule est décalée de  $17,2 \mu m$ , quelle que soit l'inclinaison des aimants. Ceci correspond donc à une force appliquée de  $4,25 \text{ pN}$ .

La principale incertitude sur le calcul de la force provient de l'évaluation du poids. L'utilisation de particules calibrées, ou tout au moins sphériques, permettrait d'améliorer la précision. Par contre, le rapport de la force sur le poids est quant à lui exact. Nous pouvons donc affirmer que nous sommes parvenus à mesurer une force de  $1,1\%$  du poids sur une particule de taille micrométrique.

Cette force de répulsion a également été observée sur les aimants déposés, toutefois avec une moindre reproductibilité. La figure 4.18 en montre un exemple : deux particules de bismuth en répulsion sont en lévitation au-dessus d'un canal (Fig : 4.18(a)). Une vibration de l'ensemble de la structure amène une des particules à se fixer à un des rails d'aimants. L'interaction entre ces particules continue d'être répulsive (Fig : 4.18(b)), montrant que son existence n'est pas liée à la nécessité d'avoir les deux particules en lévitation. Toutefois l'amplitude de la force est telle qu'elle n'a d'effet que si au moins une des particules est en lévitation.

#### 4.2.3.5 Origine de la force

Il existe deux types de forces répulsives agissant à distance :

- Interaction dipolaire magnétique,
- Répulsion électrostatique de particules chargées de même signe.

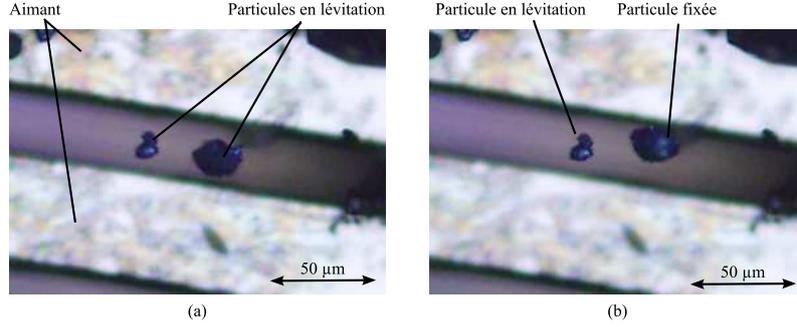


FIG. 4.18 – a) Deux particules sont en lévitation dans un canal. b) Suite à une vibration, une des particules se fixe sur les aimants.

#### 4.2.3.5.1 Interaction dipolaire magnétique

Les deux particules voient le même champ magnétique : vertical et orienté vers le bas. Leurs aimantations sont donc identiques. Tels deux aimants orientés dans le même sens, ces particules se repoussent. Ce type d'interaction entre particules diamagnétiques sous champ a déjà été étudié, à une échelle millimétrique, par Hirota & al. [88]. Un modèle des forces de répulsion est proposé par Ando & al. [7] :

$$F = 3\mu_f \frac{m_1 m_2}{4\pi r^4} \quad (4.20)$$

avec  $\mu_f$  la perméabilité du milieu extérieur,  $m_i$  le moment dipolaire induit de la particule  $i$  et  $r$  la distance entre les deux particules. Le moment dipolaire est donné par [7] [58] :

$$m_i = \frac{\pi d^3}{2} \frac{\mu_p - \mu_f}{\mu_p + 2\mu_f} H \quad (4.21)$$

avec  $\mu_p$  la perméabilité d'une particule,  $d$  son diamètre et  $H$  le champ inducteur. En insérant (4.21) dans 4.20, et en se plaçant dans le cas de particules identiques et sphériques dans l'air, on obtient :

$$F = \frac{3\mu_0}{4\pi r^4} \left( \frac{\pi d^3}{2} \right)^2 \left( \frac{\chi}{3} H \right)^2 \quad (4.22)$$

avec  $\chi$  la susceptibilité. Les particules de bismuth lèvent dans un champ de 0,25 T. Supposons les particules sphériques de diamètre 15  $\mu m$ . La force d'interaction est alors de 8,3.10<sup>-16</sup> N, soit 4 ordres de grandeur inférieure à la force mesurée. L'interaction n'est donc pas d'origine magnétique.

#### 4.2.3.5.2 Répulsion électrostatique de particules chargées

Des particules chargées et de même signe se repoussent par interaction coulombienne. Ces charges ont pu être acquises par frottements, avec le tamis lors du saupoudrage ou bien avec d'autres particules lors de leur chute. Cette interaction

est modélisée par :

$$F_{elec} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_1 q_2}{r^2} \quad (4.23)$$

avec  $\epsilon_0$  la permittivité du vide,  $q_1$  la charge de la particule  $i$ ,  $r$  la distance séparant les particules. En supposant les charges réparties de manière égale sur les deux particules, la charge nécessaire pour créer une telle interaction de 4,25 pN est donc estimée :

$$q = \sqrt{F_{elec} 4\pi\epsilon_0 r^2} \quad (4.24)$$

La distance séparant les particules est d'environ 35  $\mu m$ . Chaque particule est donc chargée de :

$$\begin{aligned} q &= 5,6 \cdot 10^{-16} C \\ &= 4700 e^- \end{aligned} \quad (4.25)$$

avec  $e^-$  la charge de l'électron.

Pour vérifier cela, il faudrait mesurer cette charge. Une méthode pourrait consister à imposer un champ électrique statique sur la particule (1) seule. Une force électrostatique  $F_{elec}$  fonction de la charge  $q$  de la particule et du champ électrique  $E$  apparaîtrait alors :

$$F_{elec} = qE \quad (4.26)$$

Le champ électrique n'interférant pas avec la lévitation diamagnétique, les performances du capteur ne sont donc pas altérées. La particule se déplacerait sous l'action de champ. Du déplacement, nous pourrions déduire la force électrostatique subie ainsi que la charge de la particule (1).

#### 4.2.3.6 Conclusion et perspectives

##### 4.2.3.6.1 Comparaison avec un capteur de force existant

Lorsque les particules lèvent, il est fréquent qu'elles se repoussent. Afin de connaître l'origine de cette force, il a été nécessaire de la quantifier. Pour cela, nous avons conçu et réalisé un capteur de force. Nous avons utilisé une structure d'aimants en canaux. Elle permet la sustentation des particules tout en assurant une direction de déplacement sans frottement avec une raideur très faible. Après calibration, les performances de ce capteur sont estimées à :

- une sensibilité de 0,24  $pN/\mu m$ ,
- une linéarité de 6,7% FS (Full Scale),
- une gamme de mesure de  $\pm 5 pN$ .

Toutefois, la résolution de ce capteur est encore très fortement limitée par l'imprécision du volume de la particule. Ceci détériore la calibration. L'utilisation de particules de masse connue permettrait d'améliorer de manière conséquente la résolution.

La mesure de forces de très faible amplitude par un microcapteur de force à lévitation diamagnétique a ainsi été réalisée. Elle a permis de mesurer la force de

répulsion entre deux particules et de déterminer que cette force n'est pas d'origine magnétique, mais probablement d'origine électrostatique.

A notre connaissance, le seul autre capteur de force utilisant la lévitation diamagnétique est celui de Boukallel [20] (Fig : 2.15). Pour ce dispositif de taille millimétrique, l'auteur annonce les performances suivantes :

- une sensibilité de  $19 \text{ nN}/\mu\text{m}$ , ce qui d'après l'auteur est comparable à l'AFM (Atomic Force Microscope),
- une très bonne linéarité,
- une gamme de mesure de  $\pm 38 \mu\text{N}$ .

Le dispositif présenté ici est donc beaucoup plus sensible, mais sa plage de mesure est aussi beaucoup plus faible.

#### 4.2.3.6.2 Estimation des performances maximales pouvant être atteintes

En appliquant les lois de réduction d'échelle sur les performances du capteur de force de Boukallel & al., nous pouvons estimer les performances optimales que pourrait atteindre un capteur de force de taille micrométrique.

La sensibilité d'un capteur de force est égale à la raideur de la force de rappel à laquelle est soumis le corps d'épreuve. D'après l'équation (4.17), la raideur varie proportionnellement à la réduction d'échelle. Ainsi, si le système de Boukallel était réduit d'un facteur 1000 de sorte à avoir des dimensions comparables au capteur que nous proposons, sa raideur, et donc sa sensibilité, serait également réduite d'un facteur 1000. Elle passerait de  $19 \text{ nN}/\mu\text{m}$  à  $19 \text{ pN}/\mu\text{m}$ . Le capteur que nous proposons a une sensibilité de  $0,23 \text{ pN}/\mu\text{m}$ . Il est donc une conception offrant une meilleure sensibilité.

De même d'après l'équation (2.10), la force est inversement proportionnelle au carré facteur d'échelle. Une réduction d'échelle d'un facteur 1000 du système de Boukallel [20] porterait la plage de mesure de la dizaine de  $\mu\text{Newtons}$  à la dizaine de  $\text{pNewtons}$ . Cette plage est de l'ordre de grandeur de celle de notre capteur.

Nous pouvons donc en conclure que l'utilisation de la lévitation diamagnétique à l'échelle micrométrique permet d'améliorer la conception de capteur de force. A gamme équivalente, notre capteur propose une 100 fois sensibilité plus importante que le système proposé par Boukallel & al.

#### 4.2.3.6.3 Autres dispositifs possibles

Dans le présent dispositif, les deux éléments en interaction sont en lévitation. Mais il est possible d'imaginer un système dont un seul élément lévite. Nous n'utiliserions plus une particule mais une baguette. Elle serait placée en lévitation de sorte à dépasser de la structure d'aimants assurant sa sustentation (Fig : 4.19). Les aimants auraient une forme de U, pour permettre un déplacement unidirectionnelle à la baguette et un force de répulsion dans la direction de déplacement.

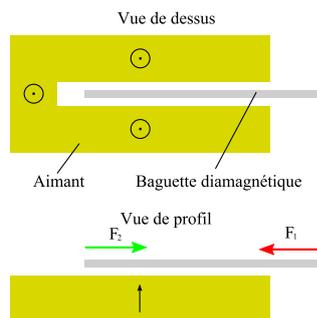


FIG. 4.19 – Schéma du principe d'un capteur de force diamagnétique permettant la mesure d'une force quelconque selon l'axe horizontal

Cette force répulsion compenserait la force à mesurer exercée sur l'autre extrémité de la baguette. De la position d'équilibre obtenue, on déduirait l'amplitude de la force inconnue.

#### 4.2.4 Mesure de la position de la masse en lévitation

Tous les capteurs présentés précédemment fonctionnent sur un principe similaire. Un corps d'épreuve est en lévitation diamagnétique stable. Sa position de stabilité est modifiée par l'environnement. Le déplacement occasionné dépend de l'amplitude du phénomène. Il est donc nécessaire de pouvoir mesurer le déplacement de la particule en lévitation, et ce, sans contact. A notre connaissance, trois méthodes sont envisageables :

- capacitive,
- optique,
- mesure de champ.

Nous allons reprendre ces trois méthodes et étudier, théoriquement, comment elles pourraient s'appliquer au cas présent.

##### 4.2.4.1 Mesure capacitive

La mesure capacitive est très couramment employée pour la mesure de position d'objets de petite taille. Elle est précise et simple à mettre en oeuvre puisqu'elle est directement issue de la microélectronique. De plus, elle a déjà été employée pour la mesure de position d'objets sub-millimétriques en lévitation électrostatique [89] [54].

Comme nous l'avons vu au chapitre II, la lévitation électrostatique n'est pas stable. Une boucle de rétroaction en assure la stabilité. Il est donc nécessaire de connaître précisément la position de la masse en lévitation et d'y appliquer la force nécessaire au maintien de sa position. Le système est donc composé de deux parties : une masse en lévitation et des électrodes fixes. Le rôle des électrodes est double : mesurer la position de la masse et fournir les forces nécessaires à la rétroaction.

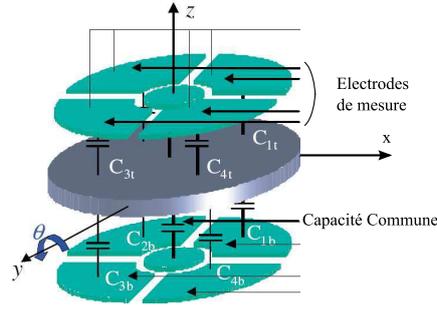


FIG. 4.20 – Masse en lévitation électrostatique, disposition des électrodes [55]

Dans le cas d'une lévitation diamagnétique, le principe de rétroaction n'est pas nécessaire, sauf cas particulier. Nous ne nous intéresserons donc qu'au principe de mesure de la position et de l'orientation. Le dispositif de Houlihan & al. [54] est pris comme exemple pour comprendre le principe de la mesure. Il est composé d'un disque, dont la position et l'orientation sont recherchées, et de 10 électrodes fixes (Fig : 4.20). La position est mesurée à travers la capacité apparaissant entre une électrode et le disque. Cette capacité dépend de la distance et des surfaces en regard entre l'électrode et le disque :

$$C = \varepsilon \frac{S}{d} \quad (4.27)$$

où  $\varepsilon$  est la perméabilité de l'air,  $S$  la surface des deux électrodes et  $d$  la distance les séparant. Ainsi, un déplacement entraîne une variation de cette capacité. La position ou l'orientation suivant un axe est obtenue par mesure différentielle de deux capacités avec des variations opposées. Par exemple, un déplacement selon l'axe vertical est déduit de :

$$C = (C_{1T} + C_{2T} + C_{3T} + C_{4T}) - (C_{1B} + C_{2B} + C_{3B} + C_{4B}) \quad (4.28)$$

Essayons maintenant de dimensionner les capacités nécessaires à la mesure de la position d'une particule en lévitation diamagnétique. Pour cette estimation, nous utiliserons les dimensions de l'accéléromètre destiné à la sécurité (Cf Fig : 4.2 et Tab : 4.4) car il présente des performances intermédiaires aux deux autres gammes. Pour simplifier, les électrodes sont supposées de la taille du corps d'épreuve, soit  $30 * 30 \mu m$ . L'électrode et la masse sont séparées par  $3 \mu m$  d'air. La capacité à mesurer est déduite de l'équation (4.27). Elle vaut environ 2,75 fF.

Actuellement, les meilleurs accéléromètres capacitifs mesurent des variations de capacité de l'ordre de l'atto Farad [107]. L'utilisation de la méthode capacitive pour la mesure de la position de la masse en lévitation est donc possible.

L'équation (4.27) permet de calculer le déplacement minimal pouvant être mesuré :

$$\Delta d = \frac{\Delta C}{C} d \quad (4.29)$$

Il est de l'ordre de quelques nanomètres. D'un autre côté, la position est perturbée par les chocs des molécules de gaz entourant la masse. Cette incertitude se déduit

du théorème d'équipartition :

$$\frac{1}{2}kx^2 = \frac{1}{2}k_B T \quad (4.30)$$

avec  $x$  la position,  $k_B$  la constante de Boltzmann,  $T$  la température et  $k$  la raideur de la force diamagnétique. En utilisant la définition de la pulsation propre d'un accéléromètre, la raideur est exprimée par :

$$k = M\omega_0^2 \quad (4.31)$$

L'incertitude quadratique sur la position est donc égale à :

$$\langle x \rangle = \sqrt{\frac{k_B T}{M\omega_0^2}} = 1,6nm \quad (4.32)$$

La résolution de la détection capacitive est donc compatible avec la gamme de déplacement à mesurer dans un accéléromètre diamagnétique.

#### 4.2.4.2 Mesure optique

La mesure optique est envisageable sous deux formes :

- interférométrie,
- obturation.

La mesure interférométrique nécessite l'utilisation d'un laser. Le rayon émis par ce laser est divisé en deux parties par une lame séparatrice (Fig : 4.21(a)). Un premier faisceau, dit de référence, est réfléchi sur un miroir fixe (1). Le deuxième est envoyé sur l'objet dont le déplacement est à mesurer (2). Les deux faisceaux sont alors rassemblés (3). L'intensité du faisceau nouvellement obtenu est fonction de la différence de chemin parcouru par les faisceaux (1) et (2). Ainsi lorsque la masse se déplace, le chemin parcouru par le faisceau (2) varie, entraînant une variation de l'intensité du faisceau (3). Une mesure de l'intensité du faisceau (3) permet donc de connaître la position de la masse. Cette méthode est précise mais est fortement dépendante de la qualité du laser.

Le principe de la mesure par obturation a été utilisé par Simon [84] et a déjà été exposé au chapitre II. Il a été également utilisé dans une application de micro accéléromètre, prouvant ainsi la faisabilité de la méthode à cette échelle [75]. Cette méthode consiste à placer l'objet entre une source lumineuse et un capteur de luminosité (Fig : 4.21(b)). L'objet masque une partie du flux lumineux émis par la source. Un déplacement de l'objet dans une direction perpendiculaire au faisceau modifie le flux intercepté. Le capteur mesure cette variation. De cette variation est déduite le déplacement de l'objet.

Les deux méthodes sont tout à fait compatibles avec la lévitation diamagnétique. Nous nous sommes servis d'un interféromètre pour mesurer la fréquence de résonance d'une plaque de graphite ; Simon & al. ont utilisé la deuxième méthode. Certaines précautions sont toutefois à prendre. La mesure, pour être précise, ne doit pas être invasive. Or nous montrerons plus tard qu'un laser exerce une pression sur une particule en lévitation. Cette pression est suffisante pour déplacer la particule, même avec une source lumineuse de faible puissance.

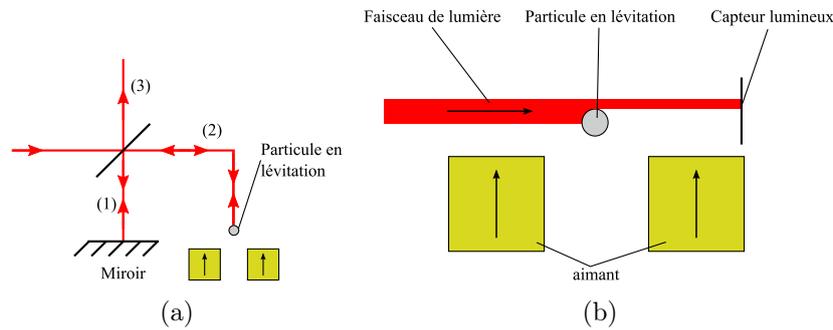


FIG. 4.21 – Détection de la position d’une particule par moyen optique : a) interférométrie, b) obturation.

#### 4.2.4.3 Détection de la lévitation par mesure de champ

Les particules en lévitation sont magnétiquement actives. On peut donc imaginer mesurer la position des particules à partir du champ magnétique qu’elles créent.

Le cas de l’aimant en lévitation est le plus simple. L’aimant génère un champ décroissant avec la distance. Une mesure du champ renseigne donc sur la position de l’aimant. Les aimants utilisés sont de bonne, voire de très bonne, qualité. Les champs qu’ils créent sont donc importants. La mesure est simple à mettre en oeuvre. De plus, les capteurs de champ peuvent être facilement intégrés, et ainsi se trouver au plus près de l’aimant. Une sensibilité et une précision importantes peuvent donc être obtenues, même avec des capteurs de faible qualité. Les sondes à effets Hall, simples à concevoir et à fabriquer, peuvent convenir. Si une précision plus importante est requise, il est toujours possible d’utiliser des  $\mu$ fluxgates, GMR (Giant Magneto Resistance) ou GMI (Giant Magneto Impedance).

Le cas d’une particule diamagnétique en lévitation serait beaucoup plus complexe. En effet, ces particules lèvitent dans un champ d’environ  $0,25\text{ T}$ . Du fait de leur susceptibilité, leur aimantation induite est de  $10^4$  à  $10^6$  fois plus faible que le champ inducteur. Elles créent donc un champ de l’ordre du micro tesla. De plus, le capteur est placé à une certaine distance de la particule. Cette particule étant petite, elle génère un champ à faible distance. On peut donc estimer perdre encore 1 ou 2 ordres de grandeur. Détecter la présence d’une particule diamagnétique, à l’aide d’un capteur magnétique, revient à être capable de mesurer un champ de l’ordre de la dizaine de nano tesla, et ce, dans le champ constant et important créé par les aimants. La mesure du déplacement nécessite une résolution encore plus importante. Cette solution nous paraît donc à exclure.

#### 4.2.4.4 Bilan sur les moyens de mesure de la position

Pour pouvoir pleinement utiliser la lévitation diamagnétique à l’échelle micro-métrique en tant que capteur, il est nécessaire d’avoir un moyen de mesure de la

position de la particule qui soit intégrable et sans contact. La méthode la plus courante, la méthode capacitive, peut être utilisée ici. La résolution des capteurs capacitifs atteint la résolution maximale que l'on peut attendre d'un capteur diamagnétique. La méthode optique donnerait des résultats intéressants, sous réserve qu'elle ne perturbe pas la position de la particule.

Cependant, outre les méthodes classiques, capacitives et optiques, de détection de position, la présence d'un aimant en lévitation suggère de réaliser une mesure magnétique. Le déplacement d'un aimant en lévitation produit en effet de fortes variations de champ magnétique et présage une détection fine du déplacement. Cette possibilité de détection magnétique, propre à ce type de capteur, est tout à fait appropriée.

### 4.2.5 Conclusion sur les capteurs

Au cours de cette section, nous avons démontré, expérimentalement ou théoriquement, la faisabilité de différents types de capteurs : inclinomètre, accéléromètre ou capteur de force.

L'étude des capteurs inertiels montre que les forces diamagnétiques volumiques augmentent proportionnellement avec la réduction d'échelle. Cela a pour conséquence d'augmenter les plages de mesure, qu'elles soient angulaires pour l'inclinomètre ou d'accélération pour l'accéléromètre. Les capteurs inertiels micrométriques présentent ainsi des performances compatibles avec des applications courantes, alors que leurs homologues millimétriques ne peuvent être utilisés que pour des applications qui requièrent une très haute précision. L'utilisation de bons matériaux alliée à une conception optimale rend les capteurs diamagnétiques micrométriques comparables aux microcapteurs inertiels actuellement commercialisés.

Autant les forces diamagnétiques volumiques augmentent avec la réduction d'échelle, autant les forces diamagnétiques absolues décroissent. Ainsi, l'étude sur le capteur de force a permis la mesure d'une force de quelques picoNewtons, soit trois ordres de grandeurs inférieurs à son homologue millimétrique.

Ainsi, la réduction en taille des capteurs à lévitation diamagnétique permet de jouer sur deux tableaux :

- Les forces volumiques mesurées sont augmentées rendant les capteurs inertiels basés sur ce principe comparables aux microcapteurs commerciaux.
- Les forces absolues mesurées restent néanmoins très faibles permettant la conception de capteurs absolus de très haute précision.

## 4.3 Moyens d'actionnement

Nous allons voir au cours de cette section comment les lois de réduction d'échelle, vues au chapitre II :

- facilitent la manipulation de particules de taille micrométrique.
- permettent l'utilisation de forces de faible amplitude.

Le premier cas repose sur l'augmentation des forces volumiques avec la réduction en taille du système, le deuxième sur la diminution des forces de rappel diamagnétiques.

Plusieurs moyens d'actionnement seront étudiés : la diamagnétophorèse, la diélectrophorèse, l'inclinaison de la structure aimantée et la force optique.

Les deux premiers ont déjà été traités par Lyuksyutov & al. [61] et H.Chetouani [33]. Ils seront de plus repris dans les travaux de P.Kauffmann, actuellement doctorant au G2ELab. Nous nous contenterons donc de les évoquer ici. Nous nous focaliserons sur l'actionnement par inclinaison et par force optique. L'inclinaison permet le déplacement de particules soit en groupe, soit individuellement et selon une direction imposée par la structure. La force optique permet le déplacement contrôlé d'une ou de plusieurs particules selon une direction ou dans le plan.

### 4.3.1 Actionnement par diamagnétophorèse

#### 4.3.1.1 Principe

Les particules diamagnétiques sont repoussées par les zones de champ fort. La diamagnétophorèse consiste donc à créer, de manière contrôlée, des inhomogénéités de champ. La particule se déplace alors en direction des minima de champ. Le principe de la diamagnétophorèse consiste à déplacer ces minima de sorte à actionner la particule.

#### 4.3.1.2 Réalisation

Chetouani [33] et Kauffmann & al. [59] ont étudié ce principe d'actionnement et proposent la même structure (Fig : 4.22(a)). La sustentation est assurée par des rails d'aimants permanents. Ainsi le poids de la particule est compensé et une force peu importante suffit à déplacer la particule dans l'axe des rails. Des conducteurs sont alors déposés perpendiculairement aux rails.

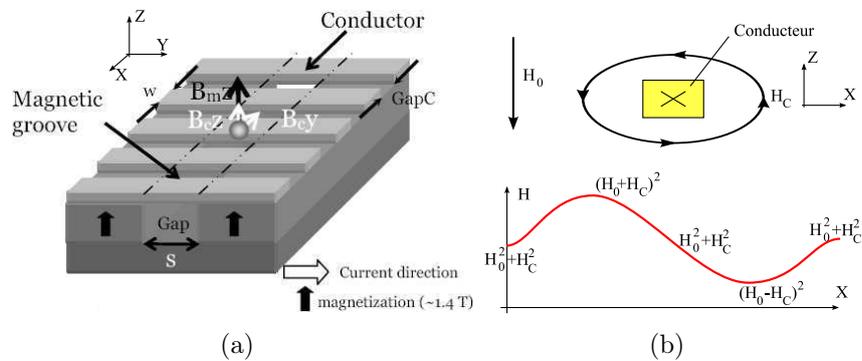


FIG. 4.22 – Exemple de mise en oeuvre de la diamagnétophorèse. a) Schéma de principe. b) Vue en coupe dans le plan XZ du champ créé par un courant et variations du module du champ selon l'axe X

Lorsqu'un courant traverse ces conducteurs, ils créent des inhomogénéités de champ suivant l'axe X (Fig : 4.22(b)). Le champ  $\vec{H}_{tot}$  vu par la particule est alors :

$$\vec{H}_{tot} = \vec{H}_0 + \vec{H}_c \quad (4.33)$$

Avec  $\vec{H}_0$ , le champ créé par la structure d'aimant et  $\vec{H}_c$  le champ induit par le passage du courant dans le conducteur. La particule, en lévitation au milieu du canal, voit donc un champ important, vertical auquel est superposé un champ faible mais fortement variable selon la direction X. Au premier ordre, la force diamagnétique subie par la particule est donc [59] :

$$\begin{aligned} F_{Dia} &= \frac{\mu_0 \chi}{2} \overrightarrow{grad} (H_{cX}^2 + (H_0 + H_{cZ})^2) \\ &= \frac{\mu_0 \chi}{2} \begin{pmatrix} 2.H_0 \frac{\partial H_{cZ}}{\partial x} \\ 0 \\ \frac{\partial H_0^2}{\partial z} \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (4.34)$$

avec  $H_{cI}$  la composante du champ induit par le conducteur suivant l'axe I. Il est à noter que, selon le signe de  $\frac{\partial H_{cZ}}{\partial z}$ , la force selon l'axe X peut être attractive, ou répulsive.

Physiquement, cela tient au fait que l'aimantation de la particule est peu influencée par le champ du conducteur. Ainsi, l'aimantation est fixée selon l'axe vertical par les aimants. La particule subit alors une force qui a la même expression que celle d'un aimant. Elle peut donc être attractive ou répulsive, suivant le gradient dans lequel la particule est placée.

### 4.3.1.3 Simulations

Kauffmann & al. ont simulé ce système pour une gouttelette d'eau de 10  $\mu m$  de diamètre dans l'air [59]. Ainsi pour une densité de courant de 1 000  $A/mm^2$ , la particule est actionnée par une force de 0,5  $pN$  et atteint une vitesse de 11  $\mu m/s$ .

Toutefois, dans un environnement liquide, les forces de frottement augmentent très fortement. La force diamagnétophorétique n'est alors plus suffisante pour l'actionnement.

### 4.3.1.4 Conclusion sur l'actionnement par diamagnétophorèse

La diamagnétophorèse consiste à créer et à contrôler des inhomogénéités de champ magnétique. Les particules étant diamagnétiques se déplacent donc en direction des minima. La modification des courants dans les conducteurs permet de déplacer ces minima et par suite d'actionner la particule.

La faisabilité de ce moyen d'actionnement a été étudiée par Chetouani et Kauffmann & al.. Leurs conclusions concordent : la diamagnétophorèse est parfaitement

fonctionnelle dans l'air. Par contre, dans un liquide, la viscosité du milieu est telle que tout mouvement est impossible. Ils montrent également que puisque les champs générés par les conducteurs sont faibles au regard de ceux créés par les aimants, la force est attractive ou répulsive.

### 4.3.2 Actionnement par diélectrophorèse

La diélectrophorèse est une méthode de manipulation sans contact de particules. Elle consiste à induire un déplacement sur une particule par le biais d'un champ électrique.

#### 4.3.2.1 Principe

Placé dans un champ électrique  $\vec{E}$ , un matériau diélectrique se polarise. Le barycentre des charges positives se dissocie de celui des charges négatives (Fig : 4.23(a)). La particule est alors assimilée à un dipôle électrique de polarisation :

$$\vec{P} = K \vec{E} \quad (4.35)$$

avec  $\vec{P}$  la polarisation et  $K$  le facteur de Clausius-Mossotti. Ce facteur dépend de la perméabilité du milieu, de celle de la particule, ainsi que de la fréquence du champ électrique. Si, de plus, le champ électrique est inhomogène spatialement, alors la force de Coulomb subie par les charges positives est différente de celle subie par les charges négatives. Le champ électrique crée donc une force sur la particule dont l'expression volumique est :

$$\vec{F}_{DielVol} = \frac{1}{2} (\vec{P} \cdot \vec{\nabla}) \cdot \vec{E} \quad (4.36)$$

qui se simplifie, à l'aide de l'équation (4.35), en :

$$\vec{F}_{DielVol} = \frac{1}{2} K \vec{\nabla} E^2 \quad (4.37)$$

En fonction du signe de  $K$ , la force est attractive ou répulsive. Dit autrement, en fonction de la différence de perméabilité entre la particule et le milieu extérieur, la particule se polarise dans le sens ou en opposition du champ électrique. Dans le premier cas (polarisation dans le sens du champ), la force est attractive. Dans le second (polarisation opposée au champ), elle est répulsive.

Lorsque le champ est temporellement constant, la force diélectrophorétique est exactement l'analogue électrique de la force diamagnétique [58]. Dans les deux cas, l'introduction d'une particule dans un champ induit un dipôle dont la polarisation, ou l'aimantation, est proportionnelle à l'amplitude du champ inducteur. Ce dipôle induit subit une force si le champ est spatialement inhomogène.

Lorsque le champ est temporellement variable, les perméabilités en amplitude de la particule et du milieu varient. La valeur, ainsi que le signe du facteur de Clausius Mossotti varient.

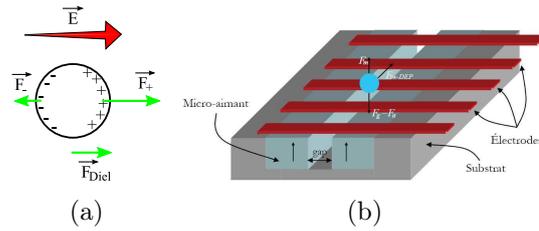


FIG. 4.23 – a) Un champ électrique induit une polarisation sur une particule diélectrique et, si le champ est inhomogène, une force, b) Exemple d’application de la diélectrophorèse à la lévitation diamagnétique [33].

Dans les deux cas, le signe et l’amplitude de la force peuvent être choisis en fixant la composition du milieu et éventuellement la fréquence du champ électrique.

#### 4.3.2.2 Simulations

Chetouani a proposé une manière de combiner l’actionnement diélectrophorétique à la lévitation diamagnétique [33]. Elle consiste à utiliser des rails d’aimants parallèles. Ainsi, la particule n’a plus qu’un seul degré de liberté. La position dans la direction possible de déplacement est contrôlée par diélectrophorèse. Pour cela, des électrodes sont déposées perpendiculairement au canal (Fig : 4.23(b)). Toutefois, les forces diélectrophorétiques doivent être suffisamment faibles pour ne pas rompre la stabilité suivant les directions stabilisées diamagnétiquement.

Il a alors montré, par simulation, qu’une cellule confinée diamagnétiquement dans un milieu paramagnétique, est déplacée grâce un champ d’une fréquence de  $325 \text{ kHz}$ . A cette fréquence, une tension de quelques centaines de Volts produit une force de quelques centaines de picoNewtons sur la cellule. Cette force est suffisante pour déplacer une particule en lévitation diamagnétique dans un fluide.

#### 4.3.2.3 Résultats expérimentaux

Lyuksyutov & al. ont utilisé un système très similaire, à ceci près que les électrodes sont situées sous le canal et que les aimants sont aimantés horizontalement et en opposition. Ils ont utilisé un champ de  $10^5 \text{ V/m}$  pour déplacer différents types de matériau en lévitation diamagnétique dans l’air :

- particules de Bismuth (et Antimoine, Polystyrène?),
- gouttelette d’eau et d’alcool.

#### 4.3.2.4 Conclusion sur l’actionnement par diélectrophorèse

Un champ électrique constant ou alternatif induit une polarisation sur une particule et son milieu si les permittivités impliquées sont différentes. Dans un champ spatialement inhomogène, cette particule subit une force : la force diélectrophoré-

tique. En fonction du sens de polarisation de la particule par rapport au champ électrique, cette force est attractive ou répulsive.

La diélectrophorèse est compatible avec la lévitation diamagnétique. Chétouani et Kauffmann l'ont démontré numériquement et Lyuksyutov expérimentalement. De plus, l'ordre de grandeur des forces est suffisant pour déplacer une particule en lévitation dans l'air ou confinée dans un milieu paramagnétique. Elle peut donc être utilisée pour l'actionnement d'une particule en lévitation.

### 4.3.3 Actionnement par inclinaison de la structure

#### 4.3.3.1 Principe

L'actionnement par inclinaison consiste à incliner la structure d'aimants afin de modifier la position d'équilibre des particules en lévitation. Comme il a déjà été expliqué, la force de répulsion diamagnétique et le poids de la particule ne sont plus colinéaires lorsque la structure d'aimant est inclinée. Une force apparaît selon l'axe horizontal et la particule se déplace. Cette force est proportionnelle au poids de la particule ainsi qu'à l'angle d'inclinaison. C'est par ce biais que l'inclinomètre et le capteur de force ont été calibrés. Ce qui montre qu'il est possible de manipuler une ou plusieurs particules simultanément.

Toutefois, cette solution déplace toutes les particules en lévitation. Or les particules se repoussent. Il serait donc intéressant de pouvoir les manipuler individuellement, sans influencer la position de celles qui les entourent.

#### 4.3.3.2 Déplacement d'une particule unique

La manipulation d'une particule unique nécessite deux points de stabilité séparés par une faible barrière de potentiel. Ainsi, une inclinaison de quelques dixièmes de degrés suffit à fournir l'énergie nécessaire à une particule pour passer d'un puits à un autre. Les particules se repoussant, les particules les plus proches de la barrière ont besoin de peu d'énergie et donc d'une inclinaison plus faible pour la franchir. A l'inverse, les particules qui en sont plus éloignées, ont besoin d'une inclinaison plus importante. Ainsi, en jouant sur l'inclinaison, il est possible de contrôler le nombre de particules franchissant la barrière de potentiel.

Voyons cela à travers l'exemple présenté figure 4.24. Trois particules sont en lévitation au-dessus d'un canal. Un défaut magnétique crée une barrière de potentiel. Deux points de lévitation stables apparaissent : les puits I et II. La particule (2) passe du puits de potentiel I au puits II. Dans son puits de départ, la particule est repoussée par la particule (3) (non visible sur la figure 4.24(a)). L'énergie qui lui est nécessaire pour quitter ce puits est donc moindre que pour la particule de droite. Dit autrement, l'angle requis pour faire passer la particule (2) d'un puits à un autre est moindre que pour la particule (3).

Les aimants sont inclinés de sorte à créer une force dans l'axe du canal. Cette force augmente avec l'inclinaison. Ainsi, lorsque l'inclinaison atteint un angle

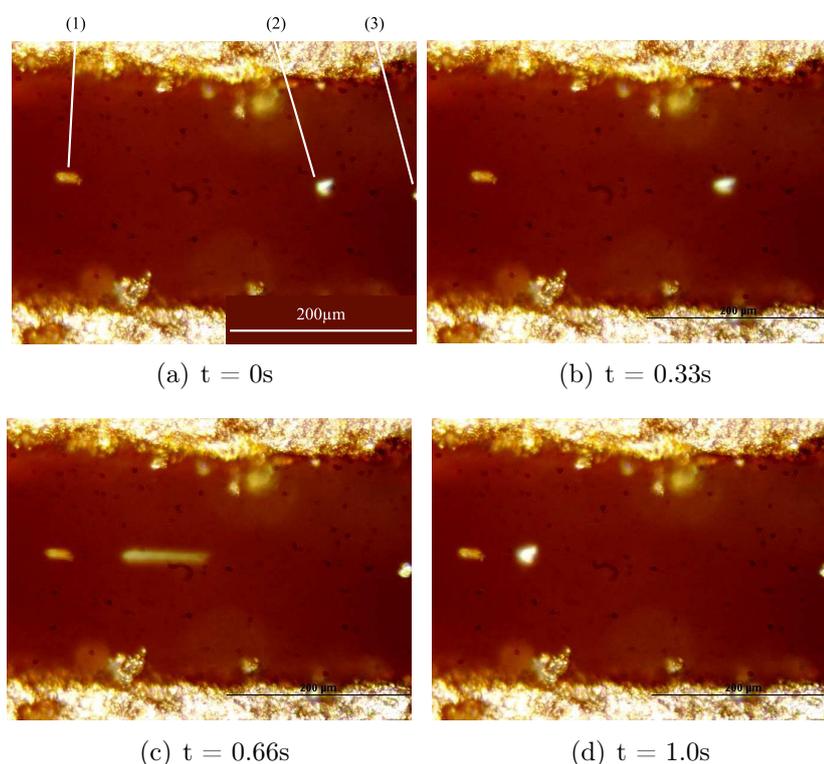


FIG. 4.24 – Lorsque la structure d’aimant est inclinée de l’angle adéquat, une particule et une seule passe d’un puits de potentiel à l’autre. La position des trois particules est montrée à différents instants.

donné, cette force est suffisante pour permettre à une particule de franchir la barrière de potentiel.

Sur la figure 4.24(a), nous observons que pour un angle de  $1,12^\circ$ , la particule (2) s’approche de la barrière de potentiel. Poussée par la particule (3), elle se déplace (Fig : 4.24(b)), tombe dans le puits I (Fig : 4.24(c)) et, freinée par la particule (1), elle s’arrête (Fig : 4.24(d)).

La particule (3) ne bénéficiant pas de la poussée d’une quatrième particule n’a pas assez d’énergie pour franchir la barrière. Elle reste donc dans le puits II.

Il est à noter que la particule (3) est repoussée par la particule (2) et donc visible à la limite de l’image à  $t=0s$ . Le départ de la particule (2) lui permet de se déplacer au centre du puits. Inversement, la particule de (1), qui est poussée par la nouvelle arrivante, change de position d’équilibre. Cette nouvelle position est telle que le barycentre des deux particules est situé au centre du puits, position initiale de la particule (1).

L’opération inverse, faire passer la particule (2) du puits I au puits II, est également possible. L’angle requis est alors de  $-0,28^\circ$ .

Un cycle de changement de position de la particule centrale a été observé sur la plage angulaire  $[-0,28 \ 1,12]^\circ$ . Un phénomène d’hystérésis apparaît clairement

en fonction de l'inclinaison passée de la structure, une ou deux particules sont présentes dans le puits I. Un cycle de ce type se retrouve pour toutes les particules (Fig : 4.25).

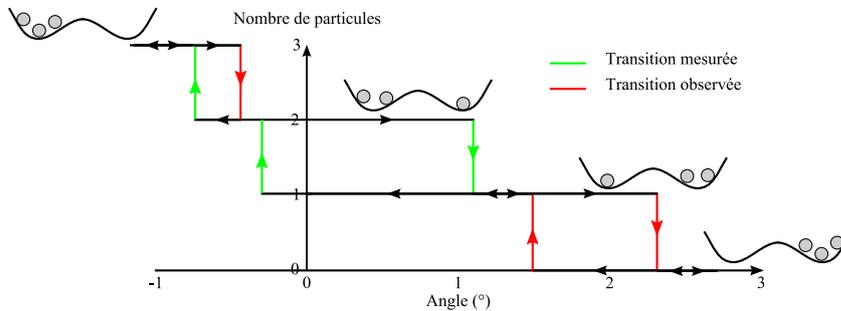


FIG. 4.25 – Nombre de particules dans le puits de gauche en fonction de l'angle. (en vert les transitions pour lesquelles l'angle a été mesuré, en rouge les transitions ayant seulement été observées)

#### 4.3.3.3 Perspectives

Deux éléments sont fondamentaux dans la manipulation individuelle de particules par inclinaison :

- la force de répulsion entre les particules,
- l'existence d'au moins deux points de stabilité séparés par une barrière de potentiel.

Le premier élément dépend des particules utilisées. Cette force de répulsion a été observée pour des particules solides dans l'air, mais également dans un liquide (Fig : 4.26(a)). Enfin, elle a aussi été constatée pour des gouttelettes d'eau en lévitation dans l'air (Fig : 4.26(b)). Il est donc envisageable d'étendre cette application à la micro fluidique ou bien aux particules et cellules en suspension dans un liquide.

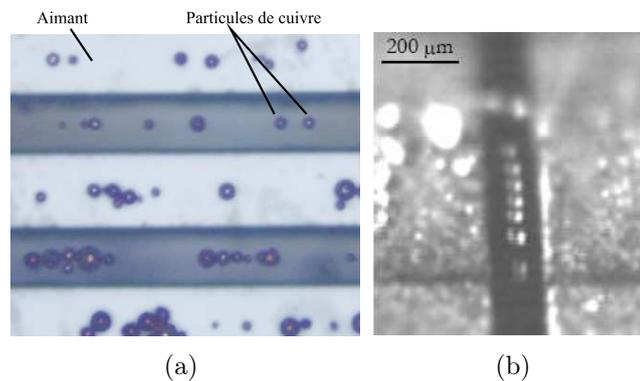


FIG. 4.26 – Une force de répulsion maintient séparés a) les particules de cuivre dans un liquide, b) des gouttelettes d'eau dans l'air [33]

Le second élément, la barrière de potentiel, a été créé magnétiquement, à partir d'un défaut des aimants. Toutefois, il est envisageable de la générer par un autre

biais :

- Une conception spécifique des aimants, prévoyant un resserrement du canal.
- L'utilisation d'électrodes pour repousser (création d'une barrière) ou attirer (création d'un puits) les particules chargées. L'avantage étant alors que cette barrière est variable et commandable.
- L'utilisation d'un courant traversant perpendiculairement le canal, repoussant les particules par magnétophorèse, avec le même avantage que précédemment en termes de variations et de commande.

Par les barrières de potentiels commandées, on peut imaginer commander le déplacement de particules une à une, de les orienter, de créer des carrefours et bifurcations permettant de les trier.

Ceci ouvre donc la porte à la manipulation individuelle de particules ou de gouttelettes de quelques micromètres et donc la mise à disposition, pour les micro-usines chimiques de quantités très faibles et contrôlées de matière. D'importantes applications dans la microfluidique digitale sont également envisageables ainsi que pour le convoyage de microparticules.

#### 4.3.3.4 Conclusion sur l'actionnement par inclinaison de la structure

Comme nous l'avons vu pour la calibration de l'inclinomètre ou du capteur de force, incliner une structure d'aimants permet de déplacer simultanément une ou plusieurs particules. Toutefois, sous certaines conditions, il a été démontré que lorsque plusieurs particules lévitent diamagnétiquement dans un même canal, il est possible d'en déplacer une et une seule. Plusieurs conditions nécessaires ont été identifiées :

- les particules ont une interaction répulsive,
- deux ou plusieurs puits de potentiel sont présents le long du canal.

Lorsque ces conditions sont réunies, l'énergie nécessaire à chaque particule pour passer d'un puits de potentiel à l'autre est différente. Cette énergie est apportée par inclinaison de la structure aimantée. Ainsi, à certains angles bien définis, une particule unique quitte un puits pour entrer dans un autre.

La démonstration a été réalisée expérimentalement pour des particules en bismuth en lévitation dans l'air. Cependant, ces conditions sont également remplies pour des gouttelettes de liquide en lévitation dans l'air ou pour des particules solides confinées dans un fluide. Cet actionnement devrait donc pouvoir être étendu à d'autres systèmes en lévitation.

#### 4.3.4 Actionnement optique

En 1970, Ashkin parvient pour la première fois à manipuler des microparticules à l'aide d'un laser [11]. Il découvre alors que des particules transparentes sont attirées par les zones de forte intensité lumineuse et y restent confinées. L'utilisation d'un faisceau laser focalisé permet de créer un point de stabilité. On parle alors de pince optique. Les particules peuvent être déplacées dans toutes les directions de

l'espace par modification du point de focalisation.

Les premières expériences ont été réalisées avec des billes de latex. Depuis, toutes sortes de particules, de billes et de matériaux biologiques ont été ainsi manipulés. Cette méthode utilise les propriétés de réfraction de la matière [12] [87]. Les matériaux opaques ou avec un indice de réfraction trop élevé ( $>2$ ) ne peuvent être actionnés : ils sont à l'inverse repoussés par ces zones de forte intensité. Cette méthode de manipulation se heurte donc souvent à la nécessité pour les particules ainsi que pour le milieu, dans lequel elles sont manipulées, d'être transparents.

Nous proposons ici une solution pour actionner optiquement des particules opaques à l'aide de la lumière. Les particules sont placées en lévitation diamagnétique de sorte à n'avoir qu'un seul degré de liberté. Il est alors possible, à l'aide d'un faisceau lumineux, de déplacer ces particules selon cette direction.

#### 4.3.4.1 Mise en oeuvre

Nous utilisons le laser d'un interféromètre. Il a la particularité de pouvoir être adapté sur un microscope conventionnel. Toutefois, le passage à travers les différentes optiques occasionne de nombreuses diffractions. Ainsi, sur la figure 4.27, en particulier, apparaît une tache d'Airy et quelques autres points lumineux. Ils sont le résultat de diffractions au sein du système optique et n'entrent pas en contact avec l'échantillon. Par contre, ils dissipent une partie de la puissance lumineuse disponible. Ainsi, avec une puissance initiale de  $0,8 \text{ mW}$ , la puissance en sortie du microscope n'est plus que de  $0,5 \text{ mW}$ . Focalisé, le faisceau laser a un diamètre de  $20 \text{ }\mu\text{m}$ . La densité de puissance lumineuse est donc de  $1 \text{ MW}/\text{m}^2$ , soit 1 000 fois la densité de puissance solaire.

La structure d'aimants choisie doit permettre la lévitation de particules tout en leur offrant un degré de liberté en translation. Une structure en canaux est donc adaptée. Par la suite, nous utiliserons les aimants macroscopiques, car la lévitation y est plus aisément reproductible actuellement. Toutefois, cette force sera également mise en valeur sur des structures d'aimants micrométriques comportant des rails.

Les observations sont faites au microscope, au-dessus d'un canal dont la profondeur est supérieure à la profondeur de champ des objectifs utilisés. Le laser est focalisé dans le plan d'observation. Ainsi, à cause de la profondeur des canaux et de la focalisation du laser, le faisceau n'est pas visible sur les figures. Afin de connaître sa position, il est réglé de façon à être au centre du champ de vision. Ce même réglage permet, de plus, de le faire coïncider avec l'un des faisceaux diffractés. Dans les figures suivantes, sa position sera marquée par un point rouge.

Les différentes structures d'aimants, avec les particules en lévitation, sont posées sur un plateau actionné manuellement. Dans la suite de cette section, le faisceau laser est fixe, tandis que les aimants avec les particules sont déplacés. Cela revient exactement au même que de maintenir les aimants fixes et de déplacer le laser.

La manipulation de particules par laser, combinée à la lévitation diamagnétique,

a permis de déformer une micropoutre, d'actionner une particule seule ou plusieurs particules en même temps, de déplacer une particule suivant deux dimensions et de créer un micromoteur rotatif.

#### 4.3.4.2 Déformation d'une micropoutre, nature de l'interaction entre le laser et le bismuth

Le faisceau laser est approché d'une micropoutre en bismuth. A cause des interactions entre le laser et le bismuth, la poutre fléchit. A partir de cette flexion, il est possible de déterminer si cette interaction est répulsive ou attractive.

Nous utilisons une poutre encadrée libre. Ce type de poutre est une chaîne composée de particules de bismuth agglomérées, dont l'une des extrémités est fixée aux aimants, tandis que l'autre est libre. Cette deuxième extrémité n'est soumise qu'aux forces diamagnétiques qui maintiennent la poutre parallèle à l'axe des aimants (Fig : 4.27a)).

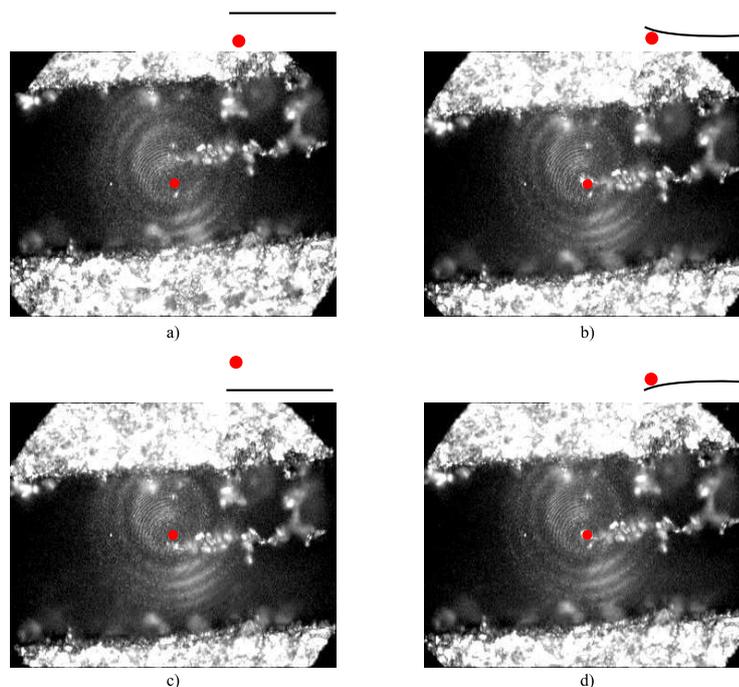


FIG. 4.27 – Déformation d'une poutre encadrée-libre à l'aide d'un laser (vue de dessus). Le schéma au-dessus amplifie la forme de la poutre. Le laser, situé en bas de la photographie a), est déplacé vers le haut, faisant fléchir la poutre vers le haut, b) jusqu'à une flexion maximale. De même, c) lorsque le laser est situé en haut de la photographie et déplacé vers le bas, d) la poutre fléchit vers le bas.

Un faisceau laser est alors approché de l'extrémité libre de la poutre, perpendiculairement à la poutre, et déplacé de bas en haut de la photo (Fig : 4.27(a)). Lorsque le laser entre en contact avec la poutre, celle-ci fléchit. Le faisceau laser exerce donc une force sur le bismuth. Cette flexion est orientée vers le haut,

dans la direction de déplacement du laser (Fig : 4.27(b)). Elle augmente jusqu'à ce que l'extrémité soit déplacée d'une dizaine de micromètres. Puis, brusquement, la poutre reprend sa position d'origine, dans l'axe du canal (Fig : 4.27(c)). Le laser est ensuite déplacé de haut en bas de la photo. A son contact, la micropoutre fléchit à nouveau dans la direction de déplacement du laser (Fig : 4.27(d)). Ces déformations sont difficiles à observer sur les photos, mais elles ne font aucun doute en dynamique.

A partir de cette expérience, il est possible de déterminer la nature de l'interaction entre la micropoutre et le faisceau laser. Au moment où le faisceau touche la poutre, celle-ci fléchit dans la direction de déplacement du laser, comme pour s'en éloigner. Lorsque le laser vient du bas (Fig : 4.27(c)), la poutre fléchit vers le haut et inversement, lorsque le laser vient du haut, la poutre fléchit vers le bas. L'interaction est donc répulsive.

#### 4.3.4.3 Manipulation d'une particule et détermination d'un ordre de grandeur de la force optique

Nous verrons dans ce paragraphe qu'un faisceau laser permet de manipuler une particule en lévitation diamagnétique. Nous en déduirons ensuite un ordre de grandeur de la force exercée par le faisceau sur la particule.

##### 4.3.4.3.1 Manipulation d'une particule

Une particule est placée en lévitation diamagnétique au-dessus d'une structure d'aimants dite macroscopique (Fig : 4.28(a)). Le faisceau laser est alors pointé sur la particule. Sous l'action de la force optique, la particule s'éloigne du faisceau et se déplace dans la direction du canal (Fig : 4.28(b)). Ce déplacement atteint un maximum (Fig : 4.28(c)). La particule traverse alors le faisceau laser et retourne à sa position d'origine (Fig : 4.28(d)).

Comme nous l'avons vu précédemment, des défauts magnétiques créent des puits de potentiel le long de ce canal. La position initiale de la particule correspond au fond d'un de ces puits. Lorsque la particule est éloignée de cette position par le faisceau laser, elle subit donc également une force de rappel la ramenant à sa position d'origine. A tout moment, un équilibre s'établit entre ces deux forces. A mesure que la particule est éloignée du centre du puits, la force de rappel augmente. La particule atteint une position maximale, correspondant à la force maximale que peut exercer le laser. Puis la force de rappel devenant supérieure à la force optique, la particule traverse le faisceau et regagne sa position d'origine.

Il est à noter que plus la particule s'éloigne de sa position d'équilibre, plus elle est recouverte par le laser. Or, la force de rappel augmente avec l'éloignement à la position initiale. Donc la force optique augmente également pour compenser cette force de rappel. Nous pouvons donc en conclure que la force optique augmente avec la surface d'interaction entre le laser et la particule.

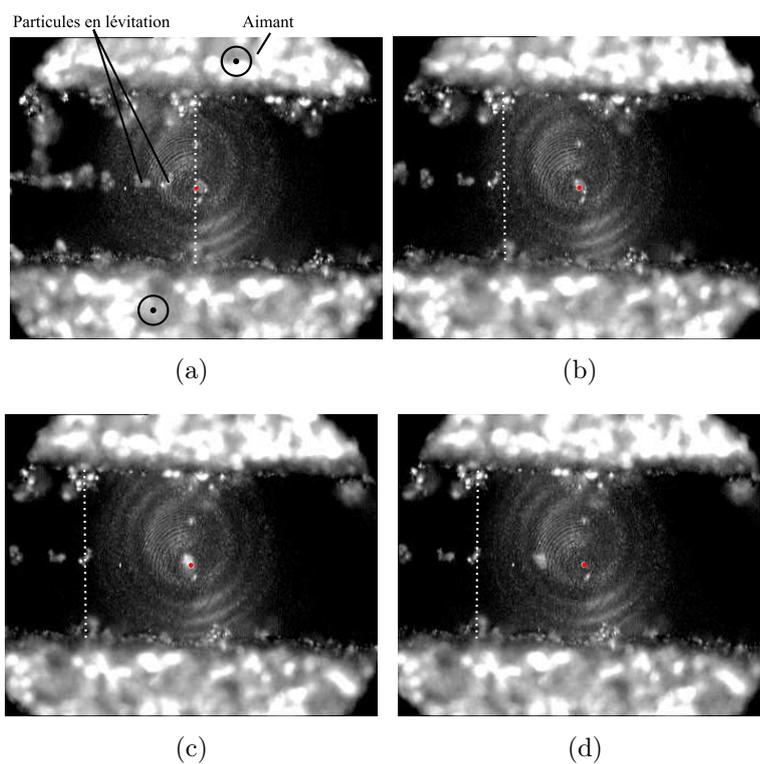


FIG. 4.28 – Une particule en lévitation diamagnétique dans un canal est poussée par pression de radiation. La position du laser est marquée par un point rouge. a) Position initiale, b) Particule poussée, c) Position maximale atteignable, d) Retour à la position initiale. (La position initiale de la particule est marquée par le trait pointillé blanc).

#### 4.3.4.3.2 Détermination d'un ordre de grandeur de la force optique

A partir du déplacement de la particule, il est possible d'obtenir l'ordre de grandeur de la force optique. Nous supposons pour cela que la sensibilité du puits est semblable à celle de l'inclinomètre. La particule s'éloigne au maximum de  $\Delta x = 84 \mu m$  de sa position d'origine (Fig : 4.28(c)). L'angle équivalent,  $\theta$ , pour lequel il faudrait incliner la structure d'aimant pour obtenir le même déplacement est :

$$\theta = \frac{\Delta x}{S} = 2,65^\circ \quad (4.38)$$

avec  $S=31,6 \mu m/^\circ$  la sensibilité de l'inclinomètre (Tab 4.5). Cet angle est égal au rapport de la force optique maximale par le poids d'après (4.16). Comme pour le capteur de force, les dimensions de la particule, et donc son poids, sont estimés optiquement. L'ordre de grandeur du volume est de :  $9 \times 11 \times 14 \mu m^3$ . La force optique est donc estimée comme étant de l'ordre de  $6 pN$ .

#### 4.3.4.4 Déplacement bidimensionnel d'une particule

La même manipulation a été réalisée au-dessus d'une puce avec des aimants dont les dimensions sont plus petites. Elle est composée de rails d'aimants de  $5 \mu m$  de large, séparés par des canaux de  $7 \mu m$ . Une particule d'environ  $7 \mu m$  est en lévitation au-dessus d'un canal (Fig : 4.29(a)). Grâce à la force optique, elle a été déplacée dans le sens des rails (Fig : 4.29(b)), comme précédemment, mais également perpendiculairement ((Fig : 4.29(c) et 4.29(d)).

Du fait de la forme de la structure des aimants, il est aisé de déplacer la particule le long de l'axe des rails. De plus, la taille de la particule est du même ordre de grandeur que la taille des aimants et des canaux. La particule lévite donc haut, relativement aux dimensions de la structure aimantée. Or, en hauteur, les puits sont peu marqués, peu profonds. La lévitation est donc moins stable dans le plan que celle étudiée dans le chapitre III. L'énergie qu'il faut fournir à la particule pour passer d'un canal à un autre est donc faible. La poussée du laser suffit pour faire sauter la particule d'un canal à l'autre.

Cela ouvre la voie à des microsystèmes avec des structures aimantées en canaux ou en damiers, dans lesquelles les objets en lévitation auraient des positions de lévitation définies, avec des possibilités de déplacements commandés optiquement d'une position à l'autre.

#### 4.3.4.5 Manipulation d'une chaîne de particules

Une chaîne composée d'une demi-douzaine de particules agglomérées a également été déplacée (Fig : 4.30), sur une distance de  $130 \mu m$ . Le volume de matériau diamagnétique est plus important que pour une particule. La force de rappel est donc plus importante. On peut en déduire que le puits de potentiel dans lequel elles ont été piégées a une raideur plus faible que précédemment.

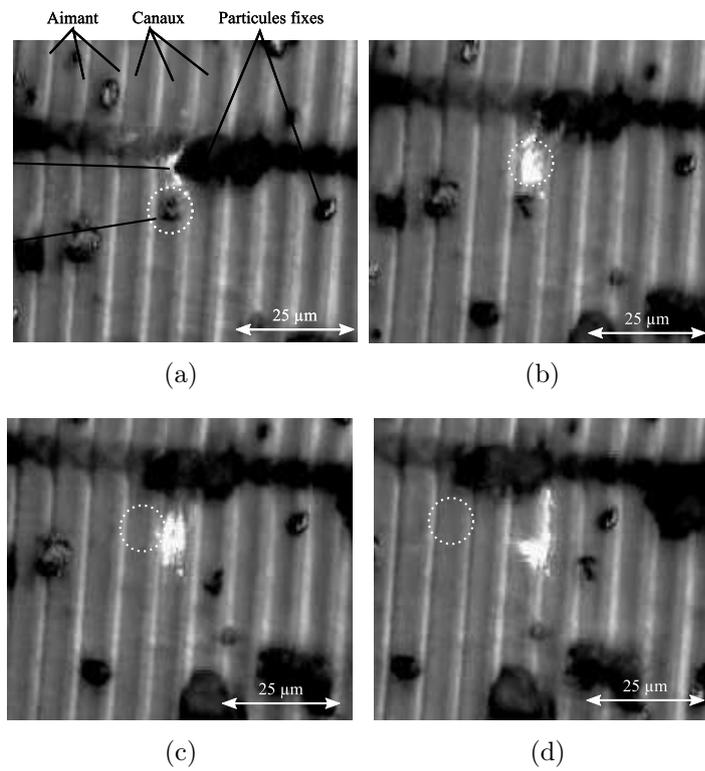


FIG. 4.29 – Une particule en lévitation diamagnétique au-dessus d’un réseau de canaux est poussée par un laser. a) Position initiale, b) Translation parallèle aux canaux, c) et d) Translation perpendiculaire aux canaux. (La position initiale de la particule est repérée par un cercle pointillé).

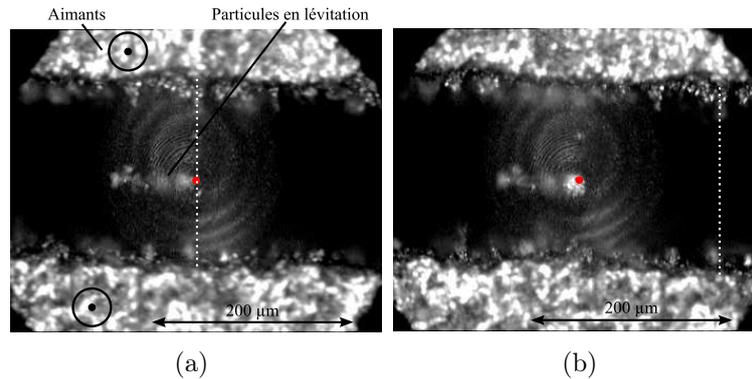


FIG. 4.30 – Une chaîne de particules en lévitation diamagnétique est poussée par un laser. a) Position initiale, b) En cours de déplacement

#### 4.3.4.6 Manipulation de particules en répulsion

Lorsque plusieurs particules se repoussent, il est possible d'en sélectionner certaines et de les séparer. Dans le cas de la figure 4.31, les deux particules de droite ont été déplacées ensemble hors du groupe initial. Pour ce faire, le laser a été introduit dans l'espace libre qui sépare les deux particules. Le faisceau lumineux a été placé au contact de la première particule, la repoussant et la rapprochant de la deuxième particule. Par interaction répulsive entre ces particules, la force optique a permis de déplacer les deux particules, sans qu'elles n'entrent en contact (Fig : 4.31(b)).

Ensemble, les particules peuvent être déplacées d'environ  $75 \mu\text{m}$ . Au-delà, la somme des deux forces de rappel exercées sur chacune des deux particules est supérieure à la force optique exercée sur la particule de gauche. Celle-ci traverse le faisceau (Fig : 4.31(c)). N'étant plus soumise qu'à la force de rappel, la particule de droite revient vers sa position d'origine, jusqu'à ce qu'elle coupe le faisceau. Elle est alors bloquée par la force optique (Fig : 4.31(d)). Elle peut encore être déplacée d'une trentaine de micromètres et atteindre un éloignement de l'ordre de  $100 \mu\text{m}$ , par rapport à sa position initiale.

#### 4.3.4.7 Micromoteur actionné optiquement

##### 4.3.4.7.1 Mise en oeuvre

Reprenons la structure magnétique utilisée pour le déplacement bidimensionnel. Si la force optique est trop faible, la particule ne peut pas se déplacer de canaux en canaux. De plus, dans le cas de la figure 4.32, le canal dans lequel elle lévite est bouché par deux particules créant une force de répulsion. La particule est donc confinée dans un puits de potentiel stable dans toutes les directions. Tant que la force optique est faible, la particule ne se déplace pas.

Le faisceau lumineux est alors placé à une extrémité de la particule. Cette

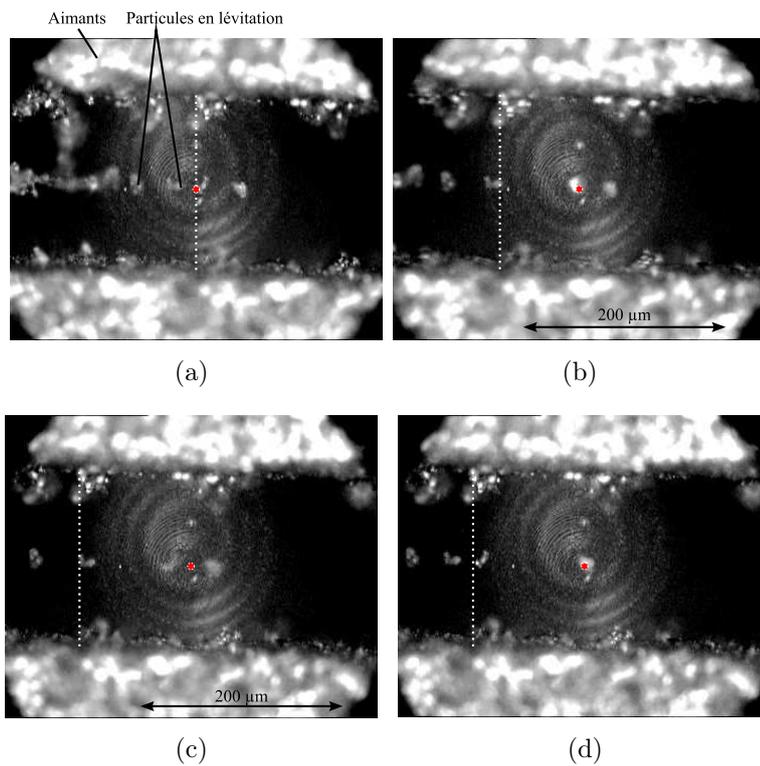


FIG. 4.31 – Deux particules se repoussant sont déplacées grâce à la pression de radiation. a) Position initiale, b) Les deux particules sont déplacées, c) La force exercée par le laser n'est plus suffisante pour pousser les deux particules, d) mais permet d'en garder une, alors que l'autre regagne sa position d'origine

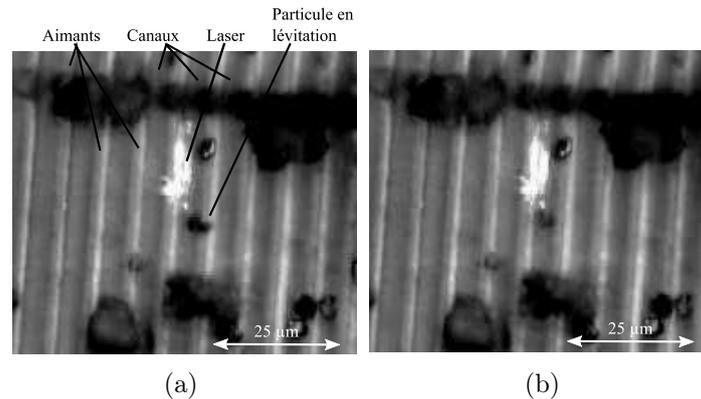


FIG. 4.32 – Micromoteur sans frottement actionné optiquement, a) A l'arrêt, b) En fonctionnement

extrémité est repoussée. Puisque la particule est dans l'impossibilité de se déplacer, elle est soumise à un couple. Elle se met donc en rotation. La vitesse de rotation engendrée est supérieure à la résolution temporelle de la caméra. La rotation, difficile à rendre compte en image, ne fait aucun doute en temps réel. La particule se comporte donc comme un micromoteur actionné optiquement.

#### 4.3.4.7.2 Perspectives

L'obtention d'un micromoteur nécessite une particule diamagnétiquement confinée. Ainsi, la particule n'a plus aucun degré de liberté en translation. Cette condition a ici été obtenue dans une structure en canal. Toutefois, le confinement serait plus aisé à obtenir dans un puits ne fournissant aucun degré de liberté par sa conception même : trou cylindrique, structure en damiers...

En microfluidique, les nombres de Reynolds atteints par les écoulements sont très inférieurs à 1. Les écoulements sont donc laminaires. Or ce type d'écoulement est inefficace pour le mélange de fluides qui ne s'effectue alors que par diffusion. Ceci pose un réel problème pour le mélange de deux fluides.

Ce type de micromoteur pourrait donc être une solution. La particule en rotation servirait alors d'agitateur actionné optiquement.

#### 4.3.4.8 Origine

En 1970, Ashkin cherche à montrer que les particules en suspension dans un liquide, en l'occurrence l'eau, sont repoussées par un faisceau laser, et met ainsi en évidence la pression radiative. Nous allons montrer que la force, jusqu'ici qualifiée d'optique, résulte de la pression radiative. Pour cela, nous avons mis en place un modèle simple, inspiré de celui utilisé par Ashkin afin de dégager les similitudes comportementales entre ce que prévoit ce modèle et ce que nous avons observé.

## 4.3.4.8.1 Modèle de la pression radiative

Dans la théorie corpusculaire de la lumière, les photons sont considérés comme des particules. Lors d'un choc avec un objet, par conservation de la quantité de mouvement, ils exercent une pression sur cet objet (Fig : 4.33). Cette pression est appelée pression radiative.

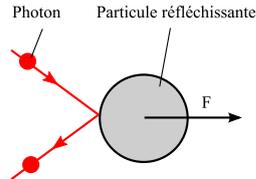


FIG. 4.33 – Le choc d'un photon sur une particule crée une force par conservation de la quantité de mouvement

D'un point de vue plus quantitatif, un photon a la quantité de mouvement suivante :

$$p_p = \frac{h}{\lambda} \quad (4.39)$$

avec  $p_p$  la quantité de mouvement du photon,  $h$  la constante de Planck et  $\lambda$  la longueur d'onde. Lors d'une réflexion totale, il repart en direction inverse avec une quantité de mouvement égale à  $-p_p$ . Sa variation de quantité de mouvement a donc été de  $2\frac{h}{\lambda}$ . Par conservation de la quantité de mouvement au cours d'un choc, l'objet a vu sa quantité de mouvement varier de  $-2\frac{h}{\lambda}$ .

La variation de quantité de mouvement par unité de temps, autrement dit l'accélération, subie par l'objet est alors :

$$\frac{\partial P}{\partial t} = \phi \Delta p_p \quad (4.40)$$

avec  $\phi$  le flux de photon. Ce flux est exprimé à partir de la puissance de la source lumineuse  $P_L$  et de l'énergie d'un photon  $E_p$  :

$$\phi = \frac{P_L}{E_p} \quad (4.41)$$

Sachant que l'énergie d'un photon est égale à

$$E_p = \frac{hc}{\lambda} \quad (4.42)$$

Avec  $c$  la célérité de la lumière.

La force exercée par un faisceau lumineux sur un miroir est [12] :

$$\frac{\partial P}{\partial t} = 2\frac{P_L}{c} \quad (4.43)$$

#### 4.3.4.8.2 Comparaison avec l'expérience

Au cours des différentes expériences, nous avons pu déterminer certaines caractéristiques de la force optique :

- la nature de l'interaction,
- un ordre de grandeur de la force impliquée,
- les variations de son amplitude.

Nous allons donc reprendre chacun de ces points et les confronter au modèle.

##### Nature de l'interaction

Nous avons démontré que la force exercée par le laser sur les particules est répulsive, ce qui est également le cas de la pression radiative.

##### Amplitude maximale de la force

La puissance du laser en sortie du microscope est de  $0.5 \text{ mW}$ . D'après l'équation (4.43), ceci correspond à une force d'environ  $5 \text{ pN}$ . L'ordre de grandeur estimé précédemment à partir du déplacement maximal d'une particule est de  $6 \text{ pN}$ . Le modèle et l'expérience concordent.

##### Variation de l'amplitude de la force

Nous avons démontré que plus la particule est recouverte par le laser, plus la force optique est importante. Or, d'après le modèle, plus la puissance lumineuse atteignant la particule est importante, plus la force est importante, c'est-à-dire que la force radiative augmente avec la surface illuminée. Ceci étaye l'hypothèse que le phénomène à l'origine de l'interaction entre les particules et le faisceau laser est la pression radiative.

#### 4.3.4.8.3 Conclusion sur l'origine de l'actionnement optique

Les photons ont une certaine quantité de mouvement. Lorsque ils sont réfléchis par une surface, ils en repartent avec une quantité de mouvement opposée. Par conservation de la quantité de mouvement, la surface subit une force appelée force radiative.

Un modèle simple nous a permis de déterminer la force appliquée sur les particules en lévitation par ce biais. Elle s'avère être du même ordre de grandeur que la force estimée à partir de l'expérience. De plus, les variations de l'amplitude de cette force expérimentale corroborent qualitativement les variations prévues par le modèle.

La pression de radiation est donc l'origine probable de l'interaction entre les particules et le faisceau laser. Une manière de le démontrer serait d'utiliser le capteur de force présenté précédemment pour mesurer exactement l'amplitude de cette interaction. La particule devrait avoir une forme simple, sphérique par exemple, pour que la pression radiative puisse être précisément calculée.

#### 4.3.4.9 Bilan de l'actionnement optique

Un laser focalisé crée une force sur une particule en lévitation permettant de la manipuler. Nous avons démontré que cette force est répulsive, qu'elle est de l'ordre de quelques picoNewtons, et que son amplitude varie avec la surface touchée par le laser.

Nous sommes expérimentalement parvenus à :

- déformer une micropoutre,
- déplacer une particule seule en translation unidirectionnelle ou dans le plan,
- manipuler plusieurs particules agglomérées ou en répulsion,
- mettre en rotation une particule confinée.

Une origine possible de cette force a été présentée. Elle corrobore qualitativement les faits expérimentaux observés.

#### 4.3.5 Bilan des moyens d'actionnement

Quatre types d'actionnement ont été présentés : diamagnétophorèse, diélectrophorèse, par inclinaison de la structure et par force optique.

La première méthode, la diamagnétophorèse, utilise les propriétés diamagnétiques de la matière : le passage d'un courant dans un fil génère un champ magnétique repoussant ou attirant la particule.

La seconde méthode, la diélectrophorèse, repose sur la différence de permittivité électrique entre la particule et son milieu. Ici encore, l'actionnement est attractif ou répulsif.

La troisième méthode consiste à incliner la structure aimantée afin de faire apparaître une composante horizontale dans la force de répulsion diamagnétique. Ainsi, une ou plusieurs particules peuvent être déplacées. Il a également été montré que cette méthode permet de déplacer une particule seule de plusieurs centaines de micromètres, sans déplacer les particules placées de part et d'autre.

La dernière méthode utilise les interactions entre la lumière et la matière. La force engendrée est appelée force optique. Un laser de 0.5 *mW* a permis d'obtenir une force de quelques pico Newtons. La force optique est donc suffisante pour déplacer une ou plusieurs particules suivant une direction ou dans le plan. Comme pour l'actionnement par inclinaison, la particule que l'on souhaite manipuler peut être choisie. Ainsi une ou deux particules, elles mêmes en répulsion, ont été séparées d'un groupe de quatre particules. La faisabilité d'un moteur actionné optiquement a en outre été prouvée. Nous avons enfin montré que cette force optique est due à

la pression radiative du laser sur la microparticule.

Ces deux exemples montrent qu'une force de quelques pico Newton est suffisante pour déplacer une particule en lévitation diamagnétique dans l'air. Mais d'autres moyens peuvent être envisagés, par exemple :

- Acoustique : placées dans une onde acoustique stationnaire, les particules se confinent au niveau des noeuds de vibrations [105]. Un déplacement des noeuds de vibration permet de déplacer les particules.
- Electrique : si les particules sont chargées, alors un champ électrique, même faible, suffit à les manipuler.

La sustentation des particules étant assurée par diamagnétisme, l'actionnement assure exclusivement le moyen de déplacement. Les forces à mettre en jeu sont moindres et plus aisées à mettre en oeuvre que la lévitation. La lévitation diamagnétique ouvre de grandes perspectives dans la manipulation de microparticules.

Il est à noter que les principes d'actionnement ont été démontrés pour des particules de bismuth en lévitation dans l'air. La reproduction de ces expériences avec d'autres types de particules solides, liquides ou avec des aimants en lévitation dans l'air est possible et fonctionnera aussi bien. Cependant, la présence d'un milieu liquide augmente les forces de frottement. Les forces à nécessaires sont donc plus importantes mais la manipulation de particules magnétiquement confinées présente également un intérêt.

Comme pour les capteurs, les actionneurs bénéficient des lois de réduction d'échelle. Les forces diamagnétiques volumiques augmentent lorsque la taille du système décroît. Ainsi, la stabilité de la lévitation, c'est-à-dire sa robustesse face aux forces inertielles, augmente également. Les forces volumiques requises pour déplacer les particules sont donc plus importantes, mais également plus faciles à mettre en oeuvre technologiquement et à contrôler. L'inclinomètre montre qu'avec une inclinaison de  $0,1^\circ$ , une particule peut-être déplacée. Pour parvenir à un résultat similaire avec un système 10 fois plus grand, une inclinaison de  $0,01^\circ$  est suffisante. La réduction d'échelle rend le contrôle de la position des particules par les forces inertielles (inclinaison, accélération...) plus aisé à mettre en oeuvre.

D'un autre côté, les forces de rappel sont faibles, en valeur absolue : elles sont de l'ordre de quelques picoNewtons. Des effets rarement exploités tels que diamagnétophorèse ou forces optiques peuvent alors être utilisées.

## 4.4 Conclusion du chapitre IV

Dans ce chapitre, certaines possibilités et applications de la lévitation diamagnétique ont été explorées.

Les applications dans le domaine des capteurs ont montré que la lévitation de particules micrométriques, donc de faible inertie, permet la mesure de forces faibles. D'autre part, la diminution d'échelle a permis d'augmenter la gamme d'utilisation des capteurs inertiels fondés sur ce principe et notamment d'atteindre la gamme des capteurs conventionnels dans le domaine de l'accélérométrie.

Quatre méthodes d'actionnement ont également été présentées : diamagnétophorèse, diélectrophorèse, par inclinaison de la structure ou par force optique. Les deux dernières, mises en oeuvre expérimentalement, ont permis la manipulation individuelle ou la séparation de particules.

Les applications montrées ici concernent majoritairement la lévitation de particules diamagnétiques au-dessus d'aimants. Les résultats obtenus sont tout à fait extensibles à la lévitation de microaimants. L'inclinomètre serait fondé sur le même principe. L'actionnement nécessiterait également des forces de l'ordre du centième du poids. Les principes d'actionnement présentés ici pourraient être utilisés. De plus, deux aimants aimantés dans la même direction se repoussent. Toutes les applications fondées sur la répulsion de particules sont donc encore valables pour des aimants en lévitation.

La mise en oeuvre de ces applications confirme expérimentalement certaines lois de réduction d'échelles démontrées au chapitre II :

- Les forces diamagnétiques volumiques augmentent lorsque la taille du système diminue : une inclinaison de  $0,1^\circ$  ou une accélération de  $0,1\text{ g}$  sont nécessaires pour le déplacement d'une particule
- Les forces diamagnétiques absolues décroissent : les particules sont sensibles à des forces inférieures au picoNewton.

Les applications présentées ici démontrent qu'il est possible d'utiliser ces effets tant dans le domaine des capteurs que dans celui des actionneurs.

# Chapitre 5

## Intégration Technologique et Limitations Physiques

### Sommaire

---

<b>4.1</b>	<b>Introduction</b>	<b>125</b>
<b>4.2</b>	<b>Capteurs</b>	<b>125</b>
4.2.1	Accéléromètre	125
4.2.2	Inclinomètre	138
4.2.3	Capteur de force - Application à l'étude d'interactions entre particules en lévitation	150
4.2.4	Mesure de la position de la masse en lévitation	156
4.2.5	Conclusion sur les capteurs	160
<b>4.3</b>	<b>Moyens d'actionnement</b>	<b>160</b>
4.3.1	Actionnement par diamagnétophorèse	161
4.3.2	Actionnement par diélectrophorèse	163
4.3.3	Actionnement par inclinaison de la structure	165
4.3.4	Actionnement optique	168
4.3.5	Bilan des moyens d'actionnement	180
<b>4.4</b>	<b>Conclusion du chapitre IV</b>	<b>181</b>

---



## 5.1 Introduction

Les chapitres précédents ont permis de démontrer et d'explorer les possibilités offertes par la lévitation diamagnétique dans l'air à l'échelle micrométrique. Nous avons vu que cet effet, encore inexploité dans le domaine des microsystemes, apporte de nouvelles possibilités et fonctionnalités.

Dans ce chapitre, nous nous proposons de revenir sur les difficultés et les limites de la réduction d'échelle. Nous pouvons en identifier trois :

- L'obtention de microaimants
- La mise en lévitation d'un objet micrométrique
- Les limites imposées par l'agitation thermique

Certaines de ces difficultés ont déjà été surmontées lors de travaux antérieurs. Pour les autres, des recherches sont en cours. Nous allons donc revenir sur chacun de ces points et proposer quelques solutions.

## 5.2 Intégration des microaimants

La réduction d'échelle est un moyen envisagé depuis des années pour augmenter les forces diamagnétiques volumiques [17]. Toutefois, c'est seulement depuis ces dernières années que cette méthode commence à être explorée. Il est, en effet, délicat d'obtenir des aimants de taille suffisamment réduite et de bonne qualité. Des travaux récents sur le pôle de recherche grenoblois ont permis de bénéficier d'un éventail important d'aimants de qualité déposés sur un substrat de silicium. De nombreux développements font encore l'objet de recherches et il faut s'attendre à de nouveaux résultats au fil des années.

Nous reviendrons ici succinctement sur les différents types d'aimants dont nous disposons à ce jour :

- Cobalt-Platine (CoPt)
- Neodyme-Fer-Bore (NdFeB)
- Samarium-Cobalt (SmCo)

### 5.2.1 Cobalt-Platine

Le dépôt de ces aimants sur substrat de silicium a été développé par H. Rostaing au CEA-LETI [81]. Il se fait par électrolyse sous champ. Cette méthode présente l'avantage d'être simple à mettre en oeuvre. Les vitesses de dépôt atteintes sont de l'ordre de 3 nm/s. De plus, il est possible de choisir les zones où sera déposée la matière magnétique. Effectivement, le dépôt par électrolyse n'a lieu que sur les zones où un matériau conducteur est en contact avec la solution électrolytique. Ainsi, en déposant une couche de conducteur pleine plaque et en la recouvrant de résine ou d'un masque dur, seules certaines zones sont laissées apparentes. Le dépôt est alors localisé sur celles-ci.

Toutefois, ce dépôt est isotrope, c'est-à-dire que la matière est déposée dans

toutes les directions à partir des zones conductrices, rendant la forme de l'aimant difficile à contrôler. Il est possible de maîtriser la croissance du dépôt, afin qu'elle soit uniquement verticale, par l'utilisation d'un moule à flancs droits et verticaux, comme par exemple un masque de  $SiO_2$  ou de la résine épaisse. Mais certains problèmes subsistent encore : la matière se dépose plus rapidement sur les bords qu'au centre de la structure. Cela a deux conséquences : d'une part la forme des aimants n'est pas contrôlée; d'autre part les propriétés magnétiques au niveau de ces surcroissances sont différentes et moindres que celles de la partie centrale. Enfin, les aimants de CoPt restent de faible qualité : leur rémanence est de  $0,5 T$  et leur coercivité de  $0,13 T$ . Ils ont donc tendance à se désaimanter tous seuls ou à l'être facilement, soit lors de leur mise en oeuvre (facteur de forme), soit en fonctionnement.

### 5.2.2 Néodyme-Fer-Bore

Le dépôt d'aimant en NdFeB a été développé lors de la thèse de N. Dempsey et A. Walther à l'Institut Néel [102] [101] [37]. Il est réalisé par pulvérisation triode, ce qui assure une vitesse de dépôt de  $4 \text{ nm/s}$ . Des rémanences de  $1,4 T$  et des coercivités de  $2 T$  sont atteintes, ce qui est identique aux propriétés des meilleurs matériaux massifs. Les aimants obtenus sont donc solides et d'excellente qualité magnétique.

De plus, cette méthode est anisotrope. En effet, les ions parviennent perpendiculairement et à vitesse élevée sur le substrat. Les couches d'aimants ainsi déposées ont des flancs droits et verticaux, tout en respectant la topographie du substrat.

Toutefois, l'obtention d'aimants de qualité nécessite un dépôt à chaud ( $300\text{-}500^\circ\text{C}$ ) ainsi qu'un recuit à  $650^\circ\text{C}$ . Ceci peut présenter un risque pour les structures déjà présentes sur le substrat. De plus, comme la matière est déposée sur toute la surface du substrat, il n'est pas possible d'obtenir un dépôt localisé avec cette méthode. A notre connaissance, la gravure de ce matériau est délicate à cause de l'importante surgravure engendrée. Enfin, les aimants obtenus sont anisotropes, c'est-à-dire qu'ils n'ont des propriétés magnétiques réellement intéressantes que dans la direction hors du plan. Suivant les structures à réaliser, ce dernier point peut être un avantage (la rémanence hors plan est importante) ou un inconvénient.

### 5.2.3 Samarium-Cobalt

Les méthodes de dépôt du SmCo ont également été développées par N. Dempsey et A. Walther [102][100]. Comme pour le NdFeB, la pulvérisation triode est utilisée. Nous retrouvons les avantages de cette méthode (homogénéité du dépôt et anisotropie respectant la topographie du substrat) ainsi que ses inconvénients (dépôt à chaud et pleine plaque).

A la différence du NdFeB, le SmCo ne nécessite pas de recuit. Les contraintes thermiques imposées au substrat sont donc moindres. Il est à noter que les propriétés magnétiques de cet aimant ne sont intéressantes que dans le plan, avec une

CoPt	+	Simple à mettre en oeuvre Dépôt localisé Aucune contrainte thermique sur le substrat
	-	Dépôt isotrope Faible qualité magnétique Croissance inégale
NdFeB	+	Respect de la topographie Homogénéité du dépôt Haute qualité hors plan
	-	Nécessité d'un recuit Dépôt à chaud Dépôt pleine plaque
SmCo	+	Respect de la topographie Homogénéité du dépôt Pas de recuit Aimantation dans le plan
	-	Dépôt à chaud Qualité moyenne Dépôt pleine plaque

TAB. 5.1 – Comparaison des différents types d'aimants déposés en couche

rémanence de 0,85  $T$ .

### 5.2.4 Conclusion

Le tableau 5.1 récapitule les propriétés des aimants déposés en couche.

Pour la démonstration et les études préliminaires de faisabilité de la lévitation diamagnétique, les aimants créant les champs les plus importants ont été utilisés, soit les aimants en NdFeB.

## 5.3 Intégration de la lévitation diamagnétique dans un procédé de fabrication collective micro-système

Lors des chapitres précédents, nous avons analysé les possibilités offertes par un objet en lévitation. Pour le mettre en lévitation, une solution simple et rustique, conçue à partir d'un tamis, a été utilisée. Elle s'est avérée adaptée pour la mise en lévitation de particules solides.

Toutefois, une utilisation plus intensive de la lévitation nécessite une solution qui offre davantage de contrôle. Il serait de plus souhaitable que cette solution

permette également la lévitation d'un microaimant. Nous explorons ici l'une des multiples voies possibles : l'intégration dans le procédé de fabrication des micro-systèmes.

En cela, le projet Nanomag mené en collaboration par Alcatel Space, l'Institut Néel, le CEA-LETI et le G2ELab est très prometteur. Ce projet prévoit, entre autres, d'utiliser des aimants mobiles, ainsi que deux niveaux de conducteurs. Le procédé de fabrication, prévu à l'origine pour une toute autre application, s'est avéré être adapté à la mise en lévitation d'aimants. Ceci nous a conduit à prendre part au projet et à proposer quelques dispositifs qui ont été intégrés dans les wafers réalisés.

Du fait que nous avons ainsi bénéficié d'un projet en cours, il a été nécessaire de nous adapter au procédé de fabrication déjà prévu : étapes technologiques et ordre de ces étapes, épaisseur des dépôts et gravures des matériaux. Toutefois, nous avons eu toute latitude quant à la structure et aux dimensions dans le plan des dispositifs visant à obtenir la lévitation.

Notre objectif, en rejoignant ce projet, était de démontrer qu'il est possible d'intégrer un aimant en lévitation diamagnétique dans un procédé de fabrication collective. Nous allons d'ailleurs proposer quelques nouvelles fonctionnalités à cette lévitation diamagnétique.

Dans un premier temps, nous reviendrons sur les étapes-clefs permettant la mise en lévitation d'un microaimant. Dans un deuxième temps, nous vérifierons si les matériaux déposés, tant en qualité qu'en quantité, permettent la lévitation. Nous analyserons dans un troisième temps les difficultés ainsi que les incertitudes liées au procédé actuel.

### 5.3.1 Etapes technologiques nécessaires

Afin d'obtenir et de conserver un aimant en lévitation diamagnétique, il est nécessaire :

- D'obtenir un aimant libre,
- De le maintenir en lévitation,
- De l'encapsuler.

Nous présenterons chacune de ces trois parties. Pour des raisons didactiques, la chronologie des différentes étapes technologiques ne sera pas respectée. Toutefois, le lecteur intéressé pourra retrouver la chronologie complète des étapes prévues par le projet Nanomag en annexe.

#### 5.3.1.1 Obtention d'un aimant mobile

Suite au dépôt, l'aimant est fixé au substrat. Il est donc nécessaire de l'en détacher sans le détériorer ni mécaniquement ni magnétiquement. Les micro-systèmes comportent fréquemment des parties mobiles qu'il convient de décoller. Le procédé de libération est donc un procédé classique en technologie micro-système. Dans le

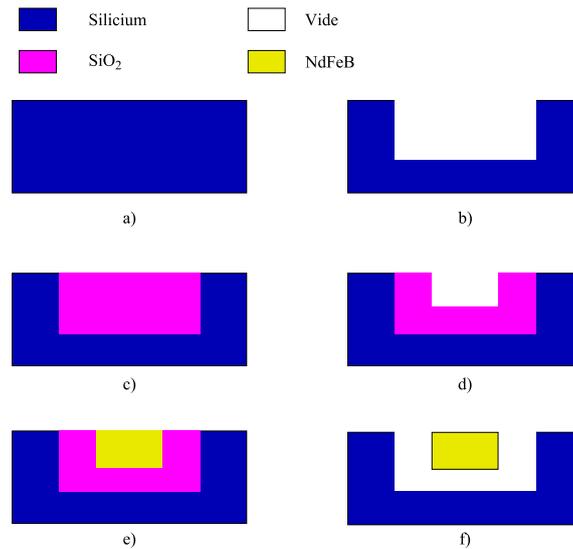


FIG. 5.1 – Etapes technologiques permettant l’obtention d’un aimant mobile. a) Etat initial de la plaquette de silicium, b) Gravure d’un caisson, c) Dépôt d’oxyde sacrificiel suivi d’un polissage CMP (Chemical Mechanical Polishing), d) Gravure du deuxième caisson, e) Dépôt d’aimant suivi d’un CMP, g) Libération de l’aimant par gravure humide au HF.

cas d’un aimant, il peut être découpé en cinq étapes (Fig : 5.1) :

- Gravure d’un caisson dans le substrat de silicium. Ce caisson est le volume dans lequel l’aimant pourra se déplacer ;
- Remplissage du caisson par le dépôt d’un matériau dit sacrificiel. Il s’agit dans le cas présent d’oxyde de silicium,  $SiO_2$ . Ce dépôt est suivi d’un polissage mécano-chimique (CMP) afin de garantir la précision des gravures et dépôts ultérieurs ;
- Gravure d’un caisson dans l’oxyde sacrificiel. Ce caisson a exactement la forme finale de l’aimant ;
- Dépôt pleine plaque du matériau magnétique, ici NdFeB, suivi d’un polissage CMP, afin de ne conserver que la quantité de matière souhaitée ;
- Libération par attaque de l’oxyde sacrificiel dans une solution humide de HF.

### 5.3.1.2 Mise en lévitation

Le silicium est un très mauvais matériau diamagnétique : sa susceptibilité n’est que de  $-3,9 \cdot 10^{-6}$ . Il est donc nécessaire, pour faciliter la lévitation, que le matériau situé sous l’aimant soit un meilleur diamagnétique. Nous utilisons ici de l’oxyde de silicium, dont la susceptibilité est 4 fois plus importante. Nous l’appellerons oxyde de sustentation, par opposition à l’oxyde sacrificiel.

Dans le procédé proposé précédemment, les étapes de dépôt de l’oxyde de sustentation ont lieu après la gravure du premier caisson (fig 5.1(a)), mais avant le dépôt de l’oxyde sacrificiel (fig 5.1(b)). Dans le projet Nanomag, l’oxyde de susten-

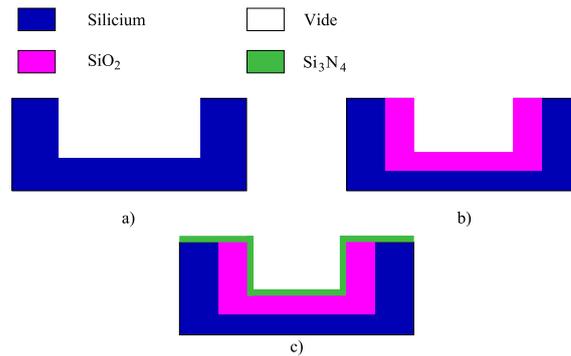


FIG. 5.2 – La mise en lévitation de l’aimant nécessite un bon matériau diamagnétique. a) Gravure du caisson, b) Croissance de l’oxyde de sustentation, c) Protection par un dépôt de  $Si_3N_4$ .

tation est obtenu par croissance thermique. Il est ensuite nécessaire de le protéger sous peine de le voir disparaître en même temps que l’oxyde sacrificiel lors de la phase de libération (Fig : 5.2). Cette protection est ici assurée par une couche de nitrure de silicium  $Si_3N_4$  de 500 nm d’épaisseur.

### 5.3.1.3 Encapsulation

Après libération, l’aimant n’est plus retenu par la plaque de silicium. La gravité le maintient dans le caisson. Toutefois, au moindre choc ou inclinaison du dispositif, il sera expulsé ou perdu, s’il ne l’a pas déjà été lors de la libération. Il est donc nécessaire de prévoir une manière de l’encapsuler avant la fin de cette phase de libération. Cette encapsulation doit permettre :

- La libération de l’aimant,
- Son maintien dans le caisson,
- La mise en évidence de la lévitation.

Deux niveaux de conducteurs sont prévus dans le projet. L’un est directement en contact avec la surface du silicium, l’autre est destiné à être déposé sur un oxyde sacrificiel afin d’être au-dessus des aimants mobiles. Nous utiliserons donc le deuxième niveau de conducteurs pour l’encapsulation de l’aimant en lévitation (Fig : 5.3). Cette étape intervient entre les étapes (e) et (f) du procédé présenté en figure 5.1.

Les conducteurs sont déposés de sorte à former des barreaux suffisamment rapprochés pour que l’aimant ne puisse pas s’échapper, mais suffisamment espacés pour que la libération soit aisée et que l’aimant reste visible (nous permettant alors d’observer sa lévitation).

### 5.3.1.4 Conclusion

Théoriquement, l’intégration d’un aimant en lévitation est possible avec les moyens technologiques actuels. Il est important de prendre en compte la libération

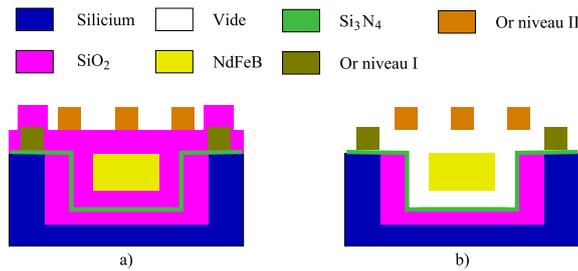


FIG. 5.3 – L’encapsulation est réalisée par des conducteurs en or déposés sur un oxyde sacrificiel a) Dépôt électrolytique des conducteurs, b) Libération

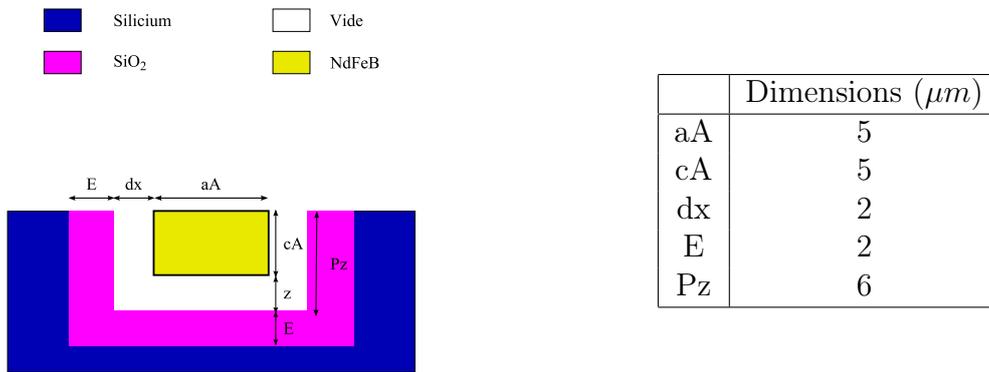


FIG. 5.4 – a) Paramétrisation de la géométrie b) Valeurs des paramètres

de l’aimant et tout ce qu’elle implique. A partir du moment où l’aimant est libéré, il n’est plus lié au substrat et s’en échappe aisément. Une encapsulation est nécessaire avant la libération. De plus, comme le silicium est un mauvais diamagnétique, la lévitation requiert un matériau de meilleure qualité sous l’aimant. L’oxyde de silicium est un bon candidat, facile à mettre en oeuvre.

### 5.3.2 Faisabilité théorique

Etant arrivés en cours de projet, nous avons dû nous adapter aux épaisseurs de dépôt ainsi qu’aux profondeurs de gravure déjà prévues (Fig : 5.4). Il convient donc de vérifier que les dimensions prévues dans ce projet permettent effectivement d’obtenir la lévitation. Pour cela, nous négligerons l’influence des conducteurs en or de niveau I et II ainsi que celle du  $Si_3N_4$ .

Ayant le choix pour les dimensions planaires de nos dispositifs, voyons comment dimensionner l’aimant en lévitation.

L’aimant, dont les dimensions orthogonales à l’aimantation sont beaucoup plus importantes que les dimensions parallèles, voit l’aimantation en son centre amoindrie par le champ démagnétisant (Fig : 5.5(a)). La partie centrale de l’aimant est donc moins efficace pour la création d’une force de sustentation. La force diamagnétique volumique de l’aimant n’est donc pas optimale. De même, si un aimant a une dimension importante parallèle à l’aimantation, alors un allongement ne contribue

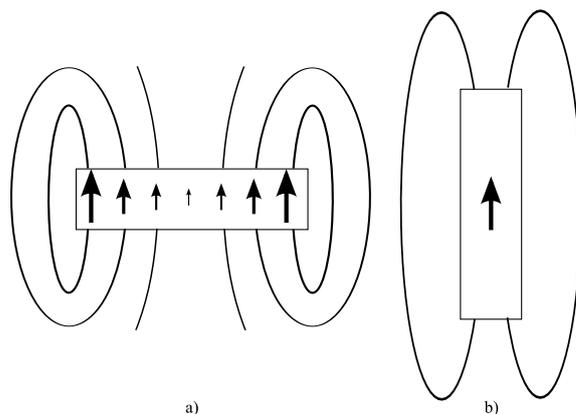


FIG. 5.5 – Champ dans un aimant en fonction de sa direction d'aimantation

que très modérément à la création d'un champ et d'un gradient de champ au niveau de ses extrémités (Fig : 5.5(b)). Les valeurs de champs tendent vers une asymptote et ne varient quasiment plus. Par contre, si le volume de cet aimant augmente, sa force volumique décroît.

Ainsi, un aimant cubique est proche de l'optimum. Nous effectuerons donc nos calculs avec un aimant cubique de  $5 \mu m$  de côté, correspondant à l'épaisseur d'aimant déposée.

Le projet Nanomag, en raison de ses objectifs propres, requiert des aimants aimantés dans le plan. Dans ce contexte, les aimants de NdFeB isotropes et non texturés sont utilisés. Ils ont alors une rémanence de  $0,7 T$ .

La force subie par un aimant cubique de dimension caractéristique  $5 \mu m$ , lorsqu'il est aimanté verticalement, est donc calculée théoriquement en fonction de la hauteur  $z$  (Fig : 5.6(a)). Il s'avère que l'aimant lévite à  $0,65 \mu m$  de hauteur sur du  $SiO_2$  et qu'il est capable de supporter deux fois son poids. Par contre, s'il est aimanté horizontalement, la hauteur de lévitation n'est plus que de  $0,12 \mu m$  et il supportera tout juste son poids (Fig : 5.6(b)). La lévitation est donc plus robuste lorsque l'aimantation est verticale. Cette perte s'explique par le fait que pour un aimant aimanté verticalement, près de la totalité du flux créé contribue à la sustentation. Alors que pour une aimantation horizontale, seul un quart du flux est utilisé.

Le projet prévoit de nous fournir des dispositifs où les aimants sont aimantés dans le plan. Il sera donc nécessaire de les réaimanter verticalement.

### 5.3.3 Difficultés liées au projet Nanomag

Le procédé mis en oeuvre pour le projet Nanomag est bien adapté pour la lévitation d'un aimant. Toutefois, certaines difficultés subsistent. Nous allons revenir sur chacune d'elles et voir comment y remédier, soit directement dans ce projet, soit pour une fabrication ultérieure.

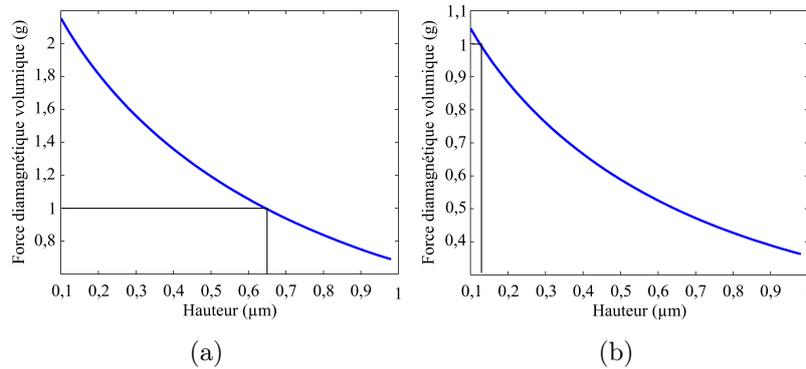


FIG. 5.6 – Force diamagnétique volumique d'un aimant de  $5 \mu m$  de côté dans le projet Nanomag a) Aimantation verticale b) Aimantation horizontale

### 5.3.3.1 Risque de collage

Aux petites échelles se manifestent des forces surfaciques qui sont négligeables aux échelles millimétriques :

- Force méniscale : force de contact due à la présence de molécules d'eau entre la particule et la surface. L'eau polarise ces deux éléments et crée une force électrostatique les maintenant en contact, même après évaporation.
- Force de Van der Waals : force à courte distance due à une polarisation mutuelle de la particule et de la surface à proximité.

Pour des particules micrométriques, ces forces sont de plusieurs ordres de grandeur supérieures au poids et, par suite, à la force diamagnétique.

Toutefois, leur décroissance avec l'éloignement est rapide : la force de Van der Waals décroît en  $\frac{1}{r^6}$  (avec  $r$  la distance entre la surface et la particule) et la force méniscale n'existe que s'il y a contact. C'est ici que réside l'un des intérêts de la lévitation diamagnétique. En maintenant les particules en lévitation à distance des surfaces, les forces d'attraction à courte distance sont négligées. Ainsi, au cours des chapitres précédents, nous avons pu manipuler des microparticules à l'aide de forces égales ou inférieures d'un ou deux ordres de grandeur au poids.

Dans le cas présent, la distance entre l'aimant en lévitation et la surface est faible, de l'ordre quelques centaines de nanomètres ( $0,65 \mu m$ ). Il est possible que ces forces d'attraction l'emportent sur la lévitation. Afin que cette dernière soit tout de même possible, nous avons utilisé le niveau I de conducteurs prévu par le projet. Ces conducteurs entourent le caisson contenant l'aimant, formant ainsi une spire (Fig : 5.7). Le passage d'un courant dans le sens approprié crée une force d'attraction décollant l'aimant. Cela peut être suffisant pour éloigner l'aimant et le mettre en lévitation. Sinon, il sera toujours possible de maintenir la force magnétique et de compenser en permanence les forces d'attraction à courte distance décrites précédemment. La présence d'un bon matériau diamagnétique stabilise la lévitation ainsi obtenue.

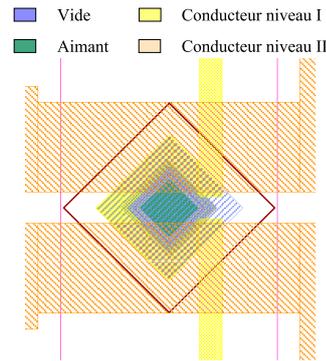


FIG. 5.7 – Schéma de l'aimant en lévitation inclus dans le projet Nanomag

### 5.3.3.2 Propriétés magnétiques du $Si_3N_4$

Jusqu'ici les propriétés magnétiques du nitrure de silicium n'ont pas été prises en compte, car elles nous sont inconnues. Elles ne sont pas répertoriées par nos sources [39] [90].

Les propriétés du  $Si_3N_4$  sont importantes, d'une part parce que l'épaisseur de ce dernier n'est pas négligeable (500 nm à comparer au  $2 \mu m$  de  $SiO_2$  assurant l'essentiel de la sustentation de l'aimant), d'autre part parce qu'il s'agit du matériau le plus proche de l'aimant et qu'il est donc soumis aux gradients de champ les plus importants. Pour ces deux raisons, il crée une force magnétique importante. S'il s'avère que ce matériau est paramagnétique, alors les possibilités de lévitation sont fortement compromises. Par contre, s'il est diamagnétique comme le sont tous les composés à base de silicium ou d'azote que nous connaissons, alors la lévitation n'en est que plus robuste. Mais là réside une inconnue par manque de données disponibles.

### 5.3.3.3 Discussion

Sous bien des aspects, le procédé de fabrication du projet Nanomag est adapté à la mise en lévitation d'un aimant. Toutefois, la hauteur de lévitation est faible, rendant probable l'action de forces attractives importantes. Cette hauteur de lévitation doit donc être optimisée afin de limiter et éliminer ces risques. Plusieurs solutions sont envisageables pour des projets à plus longs termes.

Tout d'abord, la texturation des aimants augmente les propriétés magnétiques d'un facteur 2, soit la force d'un facteur 4. De plus, les aimants correspondants sont aimantés verticalement, la lévitation en est donc d'autant plus favorisée. Ou bien, comme la montre la figure 3.20, plus on augmente la taille des aimants, plus la hauteur de lévitation est importante, et ce jusqu'à une taille limite de  $100 \mu m$ . La lévitation d'aimants déposés en couche épaisse est donc plus facile que la lévitation d'aimants déposés en couche mince. L'Institut Néel est capable de réaliser des dépôts d'aimants jusqu'à une épaisseur de  $60 \mu m$ . Enfin, nous pouvons également envisager l'utilisation de matériaux plus diamagnétiques, tels que le bismuth, le

cuivre ou l'or.

### 5.3.3.4 Conclusion sur les risques

Les résultats attendus du projet Nanomag sont assez ambitieux et, comme tels, soumis à certains risques. Quelques uns de ces risques ont pu être évités. Ainsi, les forces attractives se manifestant à très courte distance sont compensées à l'aide d'un champ magnétique créant une force opposée. Par contre, d'autres types de problèmes, tels que l'absence de données disponibles sur les propriétés magnétiques du  $Si_3N_4$  laissent une part d'inconnu significative dans les résultats attendus de ce projet.

## 5.3.4 Applications attendues du procédé en cours

La mise en lévitation d'un aimant offre de nouvelles possibilités et ouvre la voie à des applications novatrices. Nous nous proposons donc ici d'en explorer quelques unes que nous avons intégrées sur les wafers du projet Nanomag.

### 5.3.4.1 Tapis volant

Comme nous l'avons vu précédemment, la matière au centre d'un aimant plat crée très peu de champ. Elle constitue de ce fait un volume perdu amoindrissant les forces volumiques et donc empêchant la lévitation. La suppression de cette matière a donc deux effets (Fig : 5.8) :

- Supprimer un volume ne créant que peu de force
- Favoriser le rebouclage des lignes de champs et ainsi limiter l'action du champ démagnétisant sur le reste de l'aimant.

Ainsi, l'enlèvement d'une ou plusieurs parties centrales augmente notablement les forces volumiques et facilite la mise en lévitation d'un aimant de grande taille. Cependant, cette suppression de matière ne doit pas être trop importante, sous peine de se retrouver dans la configuration inefficace d'un aimant avec une dimension importante parallèle à son aimantation.

L'optimum est proche d'une configuration dans laquelle, d'une part, les trous ont des dimensions proches du cube et, d'autre part, le volume d'aimant restant est égal au volume de matière enlevée (Fig : 5.8(b)).

Il est ainsi possible de mettre en lévitation des aimants de taille plus importante et de manipulation plus aisée. La structure proposée en figure 5.8(b) suit des règles de conception similaires à celles utilisées pour l'analyse de la lévitation d'un aimant simple : les trous sont cubiques et le volume d'aimant restant est égal à la moitié du volume initial. En extrapolant ces résultats à la présente structure, nous pouvons donc en déduire qu'elle peut supporter une charge égale à son poids. Ainsi, plus une structure d'aimants est étendue, plus la charge qu'elle peut supporter est importante. De telles structures peuvent donc être employées pour le convoyage de matériaux.

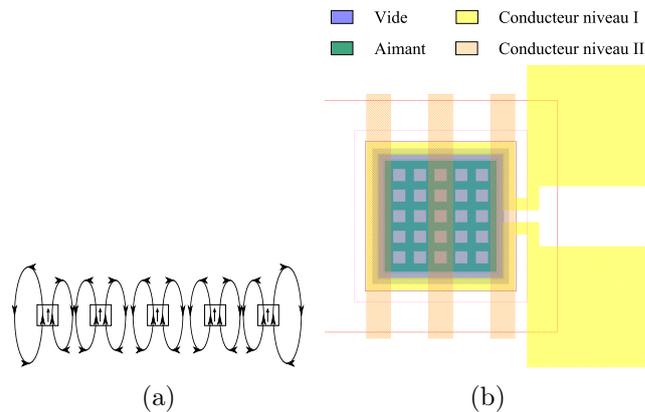


FIG. 5.8 – a) Influence de la suppression de matière au centre de l’aimant sur les lignes de champ. b) Schéma du dispositif de plaques d’aimants ajourés inclus dans le projet Nanomag (forme de tamis)

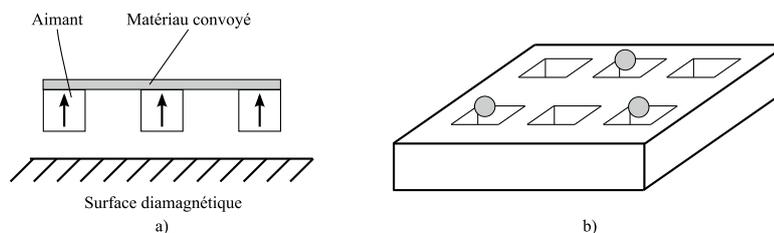


FIG. 5.9 – Il existe différents moyens de convoier la matière à l’aide d’un aimant : a) En la posant directement sur le réseaux d’aimants, b) En la maintenant en lévitation au-dessus d’un aimant lui-même en lévitation

Plusieurs méthodes de convoyage sont envisageables :

- Soit le matériau est directement posé sur les aimants, auquel cas tout type de matériaux peut être convoyé (Fig : 5.9(a)) ;
- Soit les différents trous de l’aimant constituant chacun un puits de potentiel pour une particule diamagnétique, nous pouvons donc envisager de convoier des particules en lévitation sur un aimant lui-même en lévitation (Fig : 5.9(b)).

Ceci est l’un des avantages d’avoir inversé la structure : ce ne sont plus les matériaux diamagnétiques que l’on met en lévitation mais les microaimants eux-même sur les wafers.

### 5.3.4.2 Microaccéléromètre

Le microaccéléromètre présenté et optimisé au chapitre III nécessite de mettre en lévitation un microaimant. Une première étape consiste à montrer que cela est possible de manière intégrée, ce que devrait permettre le projet Nanomag.

### 5.3.4.3 Capteur de courant

Le niveau de conducteur I est placé de sorte à former une spire autour de l'aimant en lévitation. Le passage d'un courant dans ce conducteur entraîne donc une force magnétique sur l'aimant. Si le courant est trop important, alors cette force rompt la lévitation et met l'aimant en contact avec le substrat ou avec les conducteurs d'encapsulation. Les forces de contact maintiennent à priori l'aimant collé.

Nous obtenons ainsi un capteur de seuil de courant extrêmement sensible par simple détection du collage.

### 5.3.5 Conclusion sur le projet Nanomag

Nous avons analysé au cours de cette partie comment la lévitation d'un aimant pouvait être obtenue grâce à un dispositif intégré dans un procédé de fabrication microsysteme. Nous en avons dégagé les éléments fondamentaux, à savoir :

- La libération d'un aimant mobile
- Le dépôt d'un matériau diamagnétique
- L'encapsulation de l'aimant libéré

Pour chacun de ces éléments, nous avons proposé une solution technologique.

Ces solutions ont été ensuite approfondies afin d'être compatibles avec le projet Nanomag, auquel nous avons eu la possibilité de participer. Certaines contraintes dimensionnelles nous ont de ce fait été imposées. Il a, donc, été nécessaire de vérifier la compatibilité de ce procédé avec la lévitation. Le respect de ces contraintes nous permet d'envisager la lévitation d'un aimant au-dessus d'une couche d'oxyde de silicium.

Nous avons alors calculé et dimensionné des structures intégrées comportant des aimants cubiques, des aimants ajourés et des aimants cylindrique (non présentés ici). A l'heure actuelle, le procédé n'est pas encore parvenu à terme et nous attendons encore leur livraison. Nous ne disposons donc pas de dispositifs validant ces considérations théoriques.

## 5.4 Limites imposées par l'agitation thermique

Le chapitre II a montré que plus l'échelle d'un dispositif est réduite, plus les forces diamagnétiques volumiques sont importantes et, par voie de conséquence, plus la lévitation est aisée. Or, pour des systèmes de petite taille, l'énergie thermique n'est plus négligeable. Elle est même susceptible de devenir prépondérante. Cette énergie entraîne des fluctuations déstabilisant le système. Qu'en est-il pour une particule en lévitation? La réduction d'échelle favorise la lévitation diamagnétique, ce qui nous a conduit à travailler avec des structures micrométriques. Jusqu'à quelles dimensions pouvons nous descendre?

Nous proposons de répondre à cette question en étudiant les conséquences d'une

réduction d'échelle sur un dispositif similaire à celui utilisé au chapitre III. Pour commencer, nous allons analyser l'évolution des cartes d'isoénergie avec la réduction d'échelle. Nous serons alors à même de mettre en place une méthode destinée à déterminer précisément la plage d'utilisation de la lévitation diamagnétique. Nous étendrons alors les résultats obtenus à tout matériau diamagnétique ainsi qu'à d'autres structures d'aimants.

### 5.4.1 Etude simplifiée de l'impact de l'échelle

Nous reprenons ici un système similaire à celui étudié au chapitre III, à savoir une particule de bismuth au-dessus de rails d'aimants séparés par un canal. Ils sont supposés suffisamment longs pour que nous puissions les considérer comme infinis. Les dimensions de ce système sont indiquées figure 5.10.

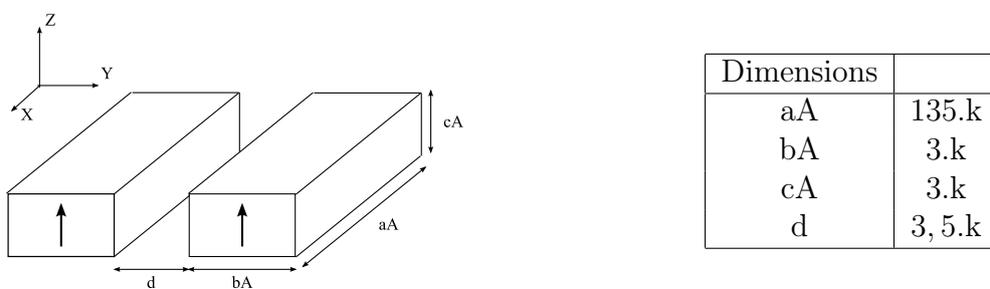


FIG. 5.10 – a) Schéma de la structure d'aimants étudiée, b) Dimensions géométriques des aimants

Les aimants utilisés ici ont une largeur moindre que ceux utilisés précédemment. Cette réduction de la largeur permet la suppression de la position de lévitation au-dessus des aimants. Comme nous le verrons plus loin, la structure ainsi définie ne présente qu'une seule position de lévitation au-dessus du canal. Elle est donc plus simple à analyser.

Nous étudions l'évolution des cartes d'isovaleurs d'énergie volumique pour différentes échelles. Afin de simplifier cette étude, chaque dimension est définie à un coefficient  $k$  près. Ainsi, un changement homothétique des dimensions revient à un simple changement de ce coefficient  $k$ . Par la suite, nous appellerons ce coefficient facteur d'échelle.

L'énergie totale de la particule  $a$ , comme nous l'avons montré au chapitre III, deux composantes :

- Energie diamagnétique
- Energie potentielle de pesanteur

L'énergie diamagnétique volumique s'écrit :

$$E_{DiaVol} = -\frac{\chi}{2\mu_0} H^2 \quad (5.1)$$

avec  $\chi$  la susceptibilité magnétique et  $H$  le champ magnétique. Comme nous l'avons vu au chapitre II, cette énergie est un invariant d'échelle. L'énergie volumique de

pesanteur est égale à :

$$E_{PesVol} = \rho g Z \quad (5.2)$$

avec  $\rho$  la densité de la particule en lévitation,  $g$  la constante gravitationnelle et  $Z$  la hauteur absolue calculée par rapport à la surface des aimants. Toutes les dimensions du système sont fournies en fonction du facteur d'échelle. Nous définissons donc la hauteur relative  $z$  par :

$$z = \frac{Z}{k} \quad (5.3)$$

L'énergie de pesanteur s'exprime alors par :

$$E_{PesVol} = \rho g k z \quad (5.4)$$

Ainsi, il apparaît clairement que l'énergie de pesanteur est fonction du facteur d'échelle. Plus les dimensions du système sont importantes, plus l'énergie gravitationnelle est importante et prédomine. Inversement, à plus petite échelle, l'énergie diamagnétique prédomine.

Les cartes d'isovaleurs d'énergie sont alors tracées pour des facteurs d'échelle de  $10^{-4}$ ,  $10^{-5}$ ,  $10^{-6}$  et  $10^{-7}$ m (Fig : 5.11).

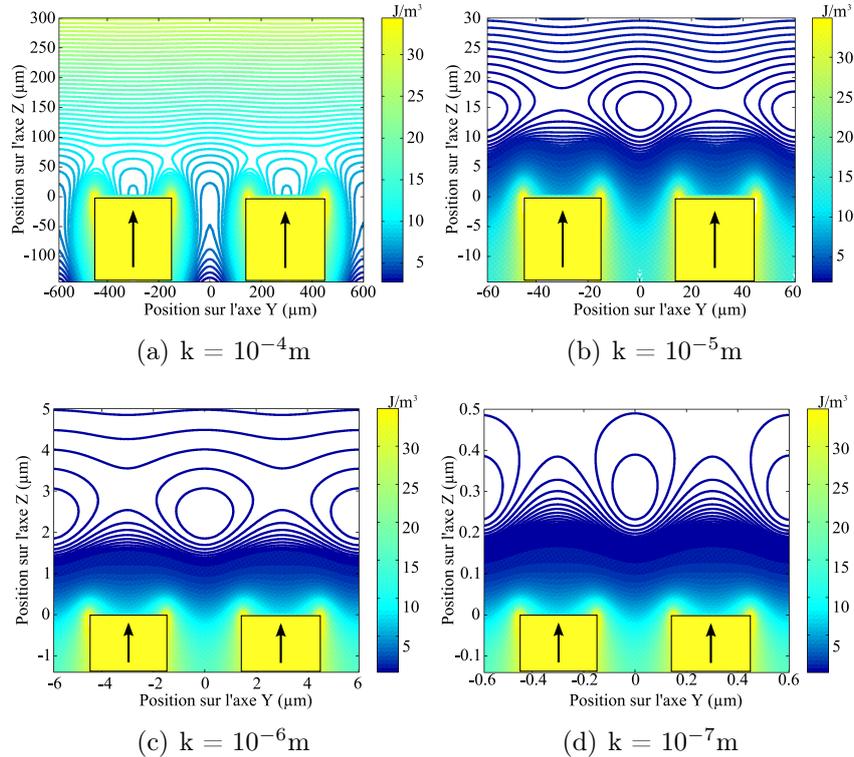


FIG. 5.11 – Carte d'isovaleurs d'énergie totale pour différents facteurs d'échelle dans le plan YZ

Pour les gros systèmes (facteur d'échelle important), il n'existe aucune position stable : les minima d'énergie sont situés dans les positions les plus basses, au contact des aimants ou au fond du canal. L'énergie potentielle de pesanteur prédomine. Le

diamagnétisme est insuffisant pour compenser la gravité dans l'air. Pour pouvoir mettre en oeuvre la lévitation à ces échelles, il est toujours possible, comme nous l'avons vu au chapitre II, d'augmenter l'énergie diamagnétique en augmentant la susceptibilité apparente du corps diamagnétique. Cela est obtenu en se plaçant dans un milieu paramagnétique [40].

A une échelle plus petite, des minima locaux d'énergie existent et la lévitation est possible. Toutefois, le théorème d'équipartition stipule que l'énergie d'un système n'est pas connue avec certitude. En effet, l'agitation thermique crée des fluctuations aléatoires de l'énergie totale de la particule. Celle-ci n'est donc pas exactement définie. L'incertitude engendrée est de :

$$E_{Th} = \frac{1}{2}k_B T \quad (5.5)$$

par degré de liberté du système, avec  $k_B$  la constante de Boltzmann et  $T$  la température. A température ambiante, elle vaut :  $2,0 \cdot 10^{-21}$  J.

Estimons l'énergie d'une particule de bismuth de  $0,5 \mu\text{m}$  de rayon, pour  $k = 10^{-7} \text{m}$ . Comme au chapitre III, nous supposons ici l'énergie uniforme sur l'ensemble de la particule et égale à l'énergie minimale, soit environ  $5 \text{ J/m}^3$ . L'ordre de grandeur de l'énergie est donc de  $2,6 \cdot 10^{-21}$  J, soit du même ordre de grandeur que l'agitation thermique. L'impact de l'agitation thermique n'est plus négligeable et devient prépondérant. Il n'y a donc à priori plus stabilité de la lévitation à cette échelle.

Par contre, la particule est toujours repoussée par les aimants. Ainsi, malgré l'impossibilité de lévitation, d'autres applications sont encore possibles. La particule étant repoussée, elle n'entre pas ou peu en contact avec les aimants. Nous sommes donc en présence d'une surface que nous qualifions de "diaphobe", c'est-à-dire qui repousse les matériaux diamagnétiques. Ceci peut avoir des applications dans un environnement où l'on souhaite qu'aucune poussière ne se dépose, un environnement de type salle blanche, par exemple.

Aux très petites échelles, l'énergie diamagnétique prédomine. Ainsi, en augmentant l'énergie diamagnétique, les dimensions pour lesquelles la lévitation est possible sont étendues.

De cette rapide étude, nous pouvons déduire que :

- Les dimensions maximales, pour lesquelles la lévitation est possible dans l'air, sont limitées par la gravité
- Les dimensions minimales, pour lesquelles la lévitation est possible dans l'air, sont limitées par l'agitation thermique
- La lévitation diamagnétique de bismuth peut être mise en oeuvre pour des systèmes dont les dimensions varient de la centaine de nanomètres à la centaine de micromètres.

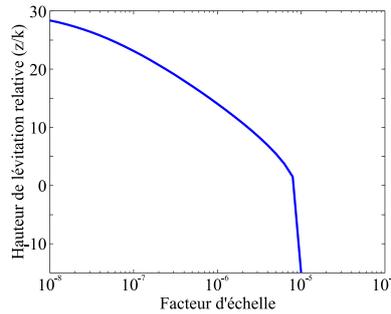


FIG. 5.12 – Hauteur de lévitation relative d'une particule de bismuth en fonction du facteur d'échelle

## 5.4.2 Détermination précise de la plage d'utilisation de la lévitation diamagnétique

### 5.4.2.1 Valeur supérieure

Sur des dispositifs de taille trop importante, la lévitation est impossible, le poids surpassant les forces diamagnétiques. Le calcul de la hauteur de lévitation est un bon critère pour pouvoir déterminer si la lévitation est accessible à une certaine échelle ou pas. Dans les cas où elle ne l'est pas, c'est que les dimensions du dispositif sont trop importantes pour permettre la lévitation.

La hauteur de lévitation est calculée en recherchant le minimum d'énergie. Au vu de la figure 5.11, quelle que soit l'échelle, ce minimum est situé au-dessus du centre du canal. D'après la figure 5.12, la hauteur de lévitation n'est plus définie pour un facteur d'échelle supérieur à  $9.10^{-6}$  m.

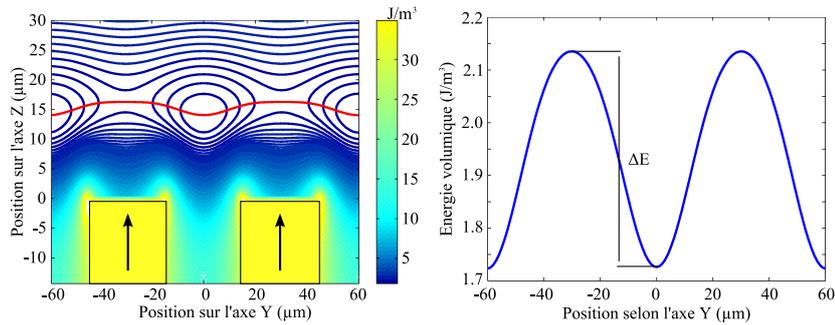
### 5.4.2.2 Valeur inférieure

Les particules lèvitent au sein de puits de potentiel de profondeur finie. Aux petites échelles, l'agitation thermique fournit à la particule l'énergie nécessaire pour en sortir. La lévitation est alors instable.

La stabilité du puits est quantifiée par l'énergie minimale nécessaire pour passer d'un puits à l'autre. Lorsque la particule se déplace dans la direction perpendiculaire au canal, sa hauteur (position selon l'axe Z) est telle que l'énergie de la particule est minimale en chaque position Y (Fig : 5.13(a)). L'énergie en fonction de la position est alors obtenue (Fig : 5.13(b)).

Pour passer d'un puits à un autre, la particule doit franchir un seuil d'énergie, dont l'amplitude est déterminée par la différence entre l'énergie maximale et l'énergie minimale de cette courbe. D'après la figure 5.13(b), le maximum d'énergie sur ce trajet est situé au-dessus du centre des aimants. La figure 5.11 montre que, pour les dimensions où la lévitation est possible, ce maximum est toujours situé sur la ligne médiane des aimants.

Le calcul du différentiel d'énergie du col est ensuite réalisé pour différentes



(a) Trajet nécessitant le moins d'énergie pour passer d'un puits à un autre  
 (b) Energie volumique minimale d'une particule de bismuth en fonction de sa position selon l'axe Y

FIG. 5.13 – Détermination de l'énergie nécessaire à fournir à la particule pour la changer de position.

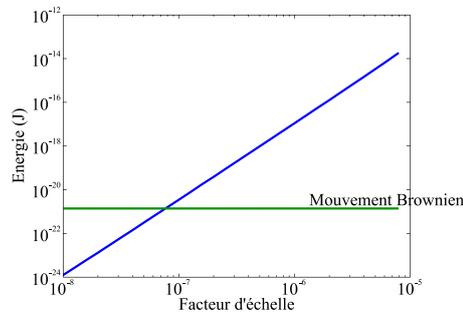


FIG. 5.14 – Evolution du seuil d'énergie avec le facteur d'échelle pour une particule de bismuth de 0,5 k

échelles. Afin de pouvoir comparer cette différence avec l'agitation thermique, l'énergie totale de la particule est requise. Les calculs sont donc réalisés pour une particule de rayon 0,5 k (Fig : 5.14).

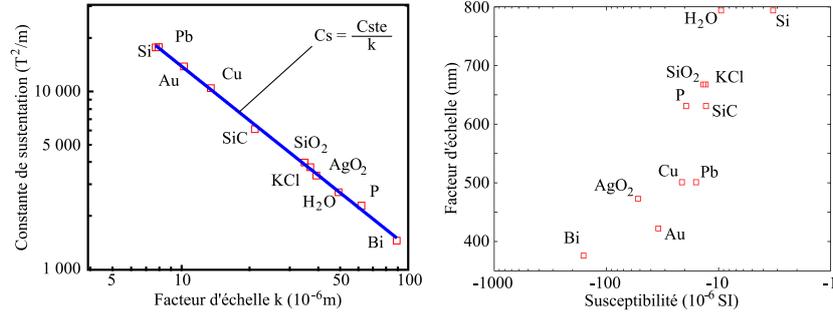
A partir de cette courbe, nous pouvons conclure que la lévitation est stable jusqu'à une échelle de  $2,5 \cdot 10^{-7} \text{ m}$ .

### 5.4.2.3 Conclusion

De cette étude, nous pouvons déduire que la structure étudiée fournit une lévitation stable à une particule de bismuth pour une gamme d'échelle s'étendant de 250 nanomètres à 100 micromètres.

### 5.4.3 Extrapolation

L'étude sur la lévitation du bismuth a permis de mettre en place une méthodologie que nous allons maintenant appliquer à d'autres matériaux.



(a) Evolution de la constante de sustentation avec le facteur d'échelle maximal permettant la lévitation (b) Evolution du facteur d'échelle minimal permettant la lévitation en fonction de la susceptibilité du matériau

FIG. 5.15 – Détermination de la plage de facteurs d'échelle permettant la lévitation pour différents matériaux

### 5.4.3.1 Autres matériaux

Nous réalisons maintenant l'étude précédente pour d'autres types de matériaux.

Le facteur d'échelle maximal est déterminé par la capacité ou non du diamagnétisme à compenser la gravité. Il est donc légitime de penser que la constante de sustentation définie au chapitre I est un paramètre-clé. En effet, la constante de sustentation a été définie comme étant le gradient de champ requis pour permettre la lévitation d'un matériau donné :

$$C_s = \frac{\partial B^2}{\partial Z} = \frac{\partial B^2}{k \partial z} \quad (5.6)$$

Ainsi, plus la constante de sustentation est importante, plus le facteur d'échelle requis est petit. Il lui est même inversement proportionnel. La figure 5.15(a) confirme cette constatation.

De même, à petite échelle, l'énergie diamagnétique prédomine. Donc les valeurs minimales des facteurs d'échelle dépendent de la susceptibilité du matériau. La figure 5.15(b) montre l'évolution du facteur d'échelle minimal en fonction de la susceptibilité. Il apparaît clairement que plus la susceptibilité est importante, plus la lévitation diamagnétique est stable à de petites dimensions.

A l'aide de ces deux courbes, nous disposons d'une méthode permettant de déterminer si la lévitation d'un matériau donné est possible avec cette structure en rails d'aimants. Nous pouvons retenir de cette étude que la lévitation diamagnétique dans l'air, sur cette structure, est possible pour une gamme d'échelles s'étendant de 500 nanomètres à 50 micromètres.

### 5.4.3.2 Autres structures

L'ajout d'aimants supplémentaires modifie l'énergie diamagnétique d'une particule. Ainsi, l'utilisation d'une structure d'aimants différente de celle étudiée présentera une plage d'utilisation différente. Voyons ce qu'il en est réellement.

Soit une structure d'aimants donnée créant en un point un champ de module  $H_1$ . L'ajout d'un aimant supplémentaire engendre en ce point un champ :

$$\vec{H} = \vec{H}_1 + \vec{H}_2 \quad (5.7)$$

Dont le module vaut :

$$H^2 = H_1^2 + H_2^2 + 2\vec{H}_1 \cdot \vec{H}_2 \quad (5.8)$$

Etant donné que des aimants sont utilisés, les champs sont donc de même ordre de grandeur et le module de champ total est au mieux égal à quatre fois le module du champ initial. Par suite, l'ordre de grandeur de l'énergie diamagnétique reste inchangé.

Nous en déduisons donc que les résultats obtenus avec la structure en rails d'aimants peuvent être extrapolés à tout autre type de structure. Ainsi, la lévitation diamagnétique dans l'air, à l'aide d'aimants, est possible pour des dispositifs dont les dimensions caractéristiques s'étendent de la cinquantaine de nanomètres à la cinquantaine de micromètres.

### 5.4.3.3 Conclusion

Nous avons, dans un premier temps, démontré que la lévitation du bismuth dans l'air est possible, avec une structure en rails d'aimants, pour des échelles allant de 380 nanomètres à 100 micromètres. Cette étude nous a permis de mettre en place une méthode que nous avons ensuite utilisée pour l'analyse de la lévitation sur d'autres matériaux. Nous avons alors déduit que, dans l'air, la lévitation peut être utilisée pour des échelles comprises entre 500 nanomètres et 50 micromètres. Une rapide étude sur l'évolution de l'énergie diamagnétique lorsque la structure d'aimants est changée montre que l'ordre de grandeur de l'énergie diamagnétique est peu influencé par la structure. La plage d'échelle pour laquelle nous devrions pouvoir utiliser la structure en rails est donc extensible à tout type de structure.

Il est à noter que ces résultats concernent la lévitation dans l'air. En plongeant le dispositif dans un milieu paramagnétique, la susceptibilité apparente et, par suite, la constante de sustentation et la plage d'utilisation sont augmentées.

Des applications sur des objets inférieurs au micron sont donc envisageables et l'on voit apparaître que la lévitation diamagnétique et les forces diamagnétiques sont bien adaptées aux microsystèmes, mais aussi pour une part au nanomonde. Le développement actuel des nanotechnologies pourrait donc bénéficier de cet effet et l'intégrer.

## 5.5 Conclusion du chapitre V

Les différentes difficultés inhérentes à la mise en oeuvre de la lévitation diamagnétique à l'échelle micrométrique ont été abordées.

Nous nous sommes tout d'abord intéressés aux différents moyens d'obtenir des aimants de dimension micrométrique. Cette analyse s'est appuyée sur des travaux antérieurs. Grâce à ces travaux, nous bénéficions d'un éventail de microaimants de qualité ou bien de microaimants simples à mettre en oeuvre. Au cours de ce travail de thèse, nous avons utilisé exclusivement des aimants de NdFeB car ces aimants fournissent un champ important et stable.

Le moyen d'intégrer la lévitation diamagnétique à un procédé de fabrication micro-système a ensuite été analysé. Pour cela, nous nous sommes basés sur l'exemple concret d'un procédé en cours. Nous avons alors montré comment il est possible de libérer un aimant, de le mettre en lévitation et de l'y maintenir. Puis nous avons calculé, conçu et intégré au projet Nanomag des structures de test visant à démontrer expérimentalement la faisabilité cette intégration et son intérêt en termes applicatifs.

Enfin, nous avons démontré que la lévitation diamagnétique est particulièrement adaptée aux microsystèmes. En effet, pour des dispositifs dont les dimensions caractéristiques sont supérieures à la centaine de micromètres, le poids domine et la lévitation est impossible dans l'air. A l'inverse, pour des dispositifs avec des dimensions caractéristiques de l'ordre de la cinquantaine de nanomètres, la lévitation est déstabilisée par l'agitation thermique. Il ressort de cette étude que les dimensions optimales des dispositifs varient entre la dizaine de nanomètre et la centaine de micromètre. Ceci laisse présager que le développement des nanotechnologies pourrait bénéficier du diamagnétisme.



# Conclusion générale

L'ensemble de ces travaux de thèse réalisés au G2Elab sur la lévitation diamagnétique de solides et ses applications potentielles aux microsystemes a mis en évidence l'intérêt et l'adaptation de cette lévitation à l'échelle micrométrique. Des premiers prototypes concrets appliqués à des capteurs et à des actionneurs ont établi que cette approche, jusque-là inexplorée, propose de nouvelles fonctionnalités intéressantes pour les microsystemes.

Au cours du premier chapitre, nous avons mis en exergue les particularités du diamagnétisme et avons montré les avantages liés à la susceptibilité négative et très faible qui caractérise les matériaux diamagnétiques. Nous avons vu qu'à l'inverse des matériaux habituellement utilisés en génie électrique, l'énergie diamagnétique est minimale dans les champs faibles. Par voie de conséquence, les corps diamagnétiques sont repoussés par les sources de champ. Nous avons ensuite démontré qu'un corps est soumis à deux couples : un propre aux champs homogènes, l'autre propre aux champs inhomogènes. Nous sommes parvenus à définir un critère permettant de déterminer lequel de ces couples est prépondérant dans l'orientation de la particule. Enfin, le diamagnétisme étant un phénomène induit en opposition, nous avons vu qu'il permet à la lévitation d'être à la fois stable et passive à température ambiante et qu'il s'agit là de l'unique phénomène physique le permettant.

Au chapitre suivant, les réalisations et l'état de l'art de la lévitation diamagnétique ont été explorés à travers une bibliographie. Nous avons alors constaté que l'usage du diamagnétisme est limité par la très faible amplitude de ce phénomène magnétique, et que bien souvent il est totalement négligé et ignoré à nos échelles. Pour autant, il a déjà servi comme principe fondamental pour les capteurs et les actionneurs. Nous avons ensuite étudié les différents moyens mis en oeuvre pour l'amplifier. Parmi les solutions encore peu utilisées, figure la réduction d'échelle. Nous avons ainsi démontré que les forces diamagnétiques volumiques varient proportionnellement au coefficient de réduction d'échelle, alors que l'accélération angulaire varie avec le carré de ce coefficient.

Puis, au cours du troisième chapitre, nous avons analysé le comportement d'une particule de bismuth en lévitation. Dans un premier temps, cette étude a été réalisée numériquement. Après validation de l'adéquation de l'outil informatique, nous avons employé ce dernier pour déterminer le comportement d'une particule au-dessus d'une structure d'aimants micrométriques. Le test expérimental sur la structure correspondante a bien confirmé le comportement attendu. Partant de ces résultats, nous sommes parvenus à élargir les possibilités de la lévitation aux

particules de cuivre et de silicium dans un milieu paramagnétique. Il a également été démontré et testé qu'un aimant peut léviter grâce à son seul champ au-dessus d'un matériau diamagnétique.

Au quatrième chapitre, les principes de la lévitation diamagnétique de particules micrométriques et de la réduction d'échelle ont été appliqués dans le domaine des microcapteurs et des microactionneurs. Nous avons ainsi montré que des particules de taille micrométrique sont sensibles à des forces inertielles allant de un centième à plusieurs fois leur poids, ce qui permet d'envisager la conception de microcapteurs et de microactionneurs utilisables dans des applications grand public. Nous avons également constaté que des forces de l'ordre de 0,1 picoNewtons influent sur la position de lévitation. Ceci ouvre la porte à des microcapteurs extrêmement sensibles ou à des microactionneurs nécessitant peu d'énergie.

Dans le dernier chapitre, nous avons analysé en détail les difficultés liées à la mise en oeuvre de la lévitation dans un microsysteme et ainsi démontré que le diamagnétisme est bien adapté aux microsystemes. Nous avons vu que des contraintes de dimensionnement imposent de travailler à des échelles comprises entre la centaine de nanomètres et la centaine de micromètres. De plus, un procédé de fabrication adapté aux technologies de salle blanche et incluant un aimant en lévitation a été proposé. Enfin, des solutions pour l'aimantation de microaimants ont été présentées.

Plusieurs objectifs ont été atteints, au cours de ces travaux :

- L'établissement d'un modèle théorique détaillé des forces et des couples permet de comprendre finement le comportement d'une particule diamagnétique en lévitation. Ce modèle a été étayé et validé par des outils analytiques ainsi que par des résultats expérimentaux.
- Les avantages d'une lévitation passive à l'échelle micrométrique ont été mis en évidence à travers la réalisation de capteurs très précis ou de performances comparables avec des capteurs commerciaux, mais également à travers la mise en oeuvre de moyens d'actionnement simples et inédits.
- Nous avons étendu la lévitation diamagnétique dans le cadre d'une future intégration industrielle en proposant une méthode de mise en oeuvre de la lévitation par des procédés de fabrication collective.

Dans ce manuscrit, nous nous sommes principalement focalisés sur la lévitation de corps diamagnétiques de taille micrométrique, mais d'autres pistes de recherche ont été amorcées et mériteraient d'être poursuivies dans l'avenir.

La lévitation d'aimants au-dessus de matériaux diamagnétiques vaut la peine d'être approfondie. Un moment permanent en lévitation offre de nouvelles possibilités tant dans le domaine des capteurs que dans le domaine des actionneurs. Au niveau des capteurs, il apporte de nouveaux moyens de détection de position. Au niveau des actionneurs, leurs interactions avec des champs faibles permettent d'envisager des moyens d'actionnements de faible consommation.

Soulignons les premiers éléments établis visant à l'application du diamagnétisme pour le filtrage de particules. Les calculs préliminaires sont prometteurs et mériteraient confirmation et approfondissements. A première vue, la réduction

d'échelle ne permet pas une séparation plus efficace des composés. Par contre, il serait aisé et peu onéreux de mettre en cascade plusieurs filtres magnétiques de taille micrométrique et ainsi d'améliorer l'efficacité et la qualité de la séparation par le biais de filtrages successifs.

Les moyens de caractérisation et d'actionnement de particules en lévitation sont aujourd'hui extérieurs aux microstructures. Une utilisation plus intensive de ce phénomène passera par l'intégration de ces moyens de contrôle pour parvenir à de vrais microsystèmes. Il est donc important de rechercher des solutions embarquées qui soient compatibles avec la lévitation.

Ces travaux ouvrent la voie à de vastes perspectives de recherche. Ils fournissent un nouvel outil simple pour l'étude et la manipulation de particules micrométriques. Ils montrent l'adaptation et l'accessibilité de la mise en oeuvre du diamagnétisme aux échelles micrométriques et proposent, enfin, d'utiliser ce phénomène nouveau et inexploité à cette échelle pour des applications de microcapteurs ou de microactionneurs.







# Etapes du procédé de fabrication du projet Nanomag

**Process flow**

Début process au 41

1. Substrat Si HR (5 kΩ.cm) 200 mm
2. Marquage
3. Litho niv 0 + marques PM + ASM300
4. Gravure Si marques PM (120 nm) P5000
5. Stripping
6. Litho niv1 + calisson Si + TITAN
7. Gravure calisson Si STS (splites: 6 et 8 μm)
8. Stripping
9. Mesure bord-centre profondeur cavités
10. Oxydation thermique (2 μm)

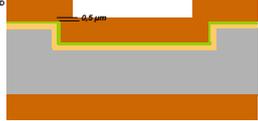


■ Si HR  
■ SiO<sub>2</sub> thermique

NANOMAG - Centre MIRCOLUX - 249102007

**Process flow**

11. Dépôt Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> LPCVD VT400 (500 nm)
12. Dépôt SiO<sub>2</sub> TEOS PECVD sur les 2 faces CENTS200E (hauteur marche max + 0.5 μm) ; compensation de la flèche
13. Recuit densification TEOS 800°C Equipement 7
14. Mesure épaisseur SiO<sub>2</sub> (dans et hors cavités en FAV, et FAR)

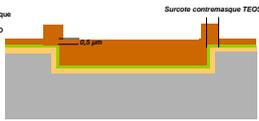


■ Si HR  
■ SiO<sub>2</sub> thermique  
■ Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> LPCVD  
■ SiO<sub>2</sub> TEOS

NANOMAG - Centre MIRCOLUX - 249102007

**Process flow**

15. Litho niv2 + contremasque TEOS + TITAN (cote calisson + 2 à 10 μm)
16. Gravure sèche partielle du SiO<sub>2</sub> TEOS TEL UNITY (épaisseur min de gravure + hauteur de marche max)
17. Stripping
18. Mesure épaisseur SiO<sub>2</sub> (dans et hors cavités en FAV)
19. Désoxydation face arrière SEZ (env 6 ou 8 μm)

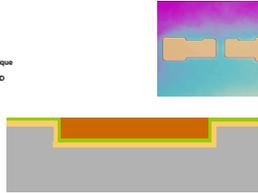


■ Si HR  
■ SiO<sub>2</sub> thermique  
■ Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> LPCVD  
■ SiO<sub>2</sub> TEOS

NANOMAG - Centre MIRCOLUX - 249102007

**Process flow**

20. CMP SiO<sub>2</sub> TEOS avec arrêt sur Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> LPCVD MIRA1



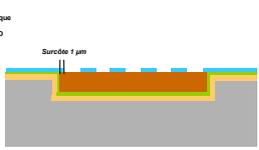
■ Si HR  
■ SiO<sub>2</sub> thermique  
■ Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> LPCVD  
■ SiO<sub>2</sub> TEOS

NANOMAG - Centre MIRCOLUX - 249102007

1

**Process flow**

21. Dépôt Si amorphe Equipement 7 500 nm : masque dur
22. Litho niv3 + calissons aimants fixe et mobile ASM300
23. Gravure sèche Si amorphe P5000 (500 nm) avec arrêt sur SiO<sub>2</sub> TEOS
24. Stripping

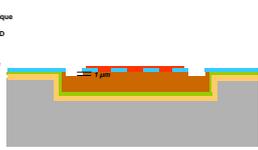


■ Si HR  
■ SiO<sub>2</sub> thermique  
■ Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> LPCVD  
■ SiO<sub>2</sub> TEOS  
■ Si amorphe

NANOMAG - Centre MIRCOLUX - 249102007

**Process flow**

25. Litho niv 4 + calisson aimant fixe + ASM300
26. Gravure sèche partielle du SiO<sub>2</sub> TEOS TELUNITY (profondeur 1 μm)

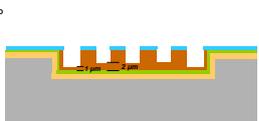


■ Si HR  
■ SiO<sub>2</sub> thermique  
■ Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> LPCVD  
■ SiO<sub>2</sub> TEOS  
■ Si amorphe

NANOMAG - Centre MIRCOLUX - 249102007

**Process flow**

27. Stripping
28. Gravure sèche du SiO<sub>2</sub> TEOS avec arrêt sur Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> LPCVD pour aimant fixe TELUNITY (4 μm)

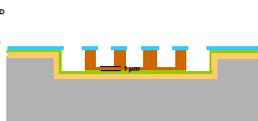


■ Si HR  
■ SiO<sub>2</sub> thermique  
■ Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> LPCVD  
■ SiO<sub>2</sub> TEOS  
■ Si amorphe

NANOMAG - Centre MIRCOLUX - 249102007

**Process flow**

29. Gravure BOE flash (option à confirmer)



■ Si HR  
■ SiO<sub>2</sub> thermique  
■ Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> LPCVD  
■ SiO<sub>2</sub> TEOS  
■ Si amorphe

NANOMAG - Centre MIRCOLUX - 249102007

1

**Leads**

**Process flow**

30. Gravure sèche masque dur Si amorphe **Shibaura CDE80** (500nm)

- Si HR
- SiO<sub>2</sub> thermique
- Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> LPCVD
- SiO<sub>2</sub> TEOS

NAVCMAG - Centre MARCOUX - 24/01/2007

**Leads**

**Process flow**

31. Dépôt Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> LPCVD **VT400** (250 nm) : couche d'arrêt pour la libération HF  
 Suite **processus au BHT et LLN**  
 32. Dépôt PVD sous-couche WN (100 nm) : couche d'accroche pour les aimants  
 33. Dépôt PVD aimant NdFeB (> 6 µm) au **LLN** sur centre plaque (dépôt non homogène sur environ 100 nm, à confirmer?)

- Si HR
- SiO<sub>2</sub> thermique
- Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> LPCVD
- SiO<sub>2</sub> TEOS
- WN
- NdFeB

NAVCMAG - Centre MARCOUX - 24/01/2007

**Leads**

**Process flow**

Retour de LLN vers BHT  
 34. Nettoyage ?  
 35. Litho niv 5 + détournage aimant + **ASM100** (cote caisson + 50 µm)  
 36. Gravure humide aimant : H<sub>2</sub>SO<sub>4</sub>/H<sub>2</sub>O / (NH<sub>4</sub>)<sub>2</sub>S<sub>2</sub>O<sub>8</sub> (surgravure 20 µm)  
 37. Stripping

- Si HR
- SiO<sub>2</sub> thermique
- Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> LPCVD
- SiO<sub>2</sub> TEOS
- WN
- NdFeB

NAVCMAG - Centre MARCOUX - 24/01/2007

**Leads**

**Process flow**

38. CMP NdFeB  
 39. Usinage ionique de la sous-couche WN et du Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> LPCVD (utilisé à confirmer après essais polissage)

- Si HR
- SiO<sub>2</sub> thermique
- Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> LPCVD
- SiO<sub>2</sub> TEOS
- WN
- NdFeB

NAVCMAG - Centre MARCOUX - 24/01/2007

1

**Leads**

**Process flow**

40. Dépôt PVD sous-couche WN (50 nm) : protection aimant pendant recuit  
 41. Recuit 800°C - 1 min sous vide secondaire: magnét isation aimant  
 42. Nettoyage plasma + dépôt PVD sous-couche WN/Au (50nm/100nm)

- Si HR
- SiO<sub>2</sub> thermique
- Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> LPCVD
- SiO<sub>2</sub> TEOS
- WN
- NdFeB
- Au PECVD

NAVCMAG - Centre MARCOUX - 24/01/2007

**Leads**

**Process flow**

43. Litho niv 6 + contacts, pistes et plots + **ASM100** : litho critique (alignement et forme des flancs) : prévoir surplomb de 1 à 2 µm  
 44. Dépôt ECD Au1 (spliffs: 2 et 3 µm)  
 45. Stripping

- Si HR
- SiO<sub>2</sub> thermique
- Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> LPCVD
- SiO<sub>2</sub> TEOS
- WN
- NdFeB
- Au PECVD
- Au ECD

NAVCMAG - Centre MARCOUX - 24/01/2007

**Leads**

**Process flow**

46. Litho niv 7 + protection aimant mobile + **ASM100** (prévoir surcote de 3 µm)  
 47. Usinage ionique (ou gravure humide?) sous-couches WN/Au avec arrêt sur Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> LPCVD et SiO<sub>2</sub> TEOS  
 48. Stripping **SEM2**

- Si HR
- SiO<sub>2</sub> thermique
- Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> LPCVD
- SiO<sub>2</sub> TEOS
- WN
- NdFeB
- Au
- Au ECD

NAVCMAG - Centre MARCOUX - 24/01/2007

**Leads**

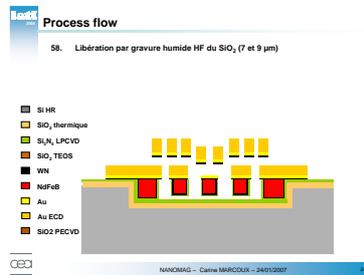
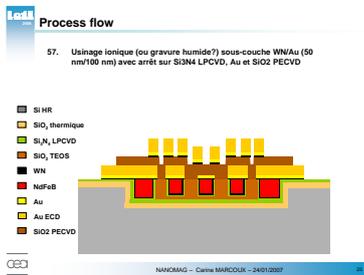
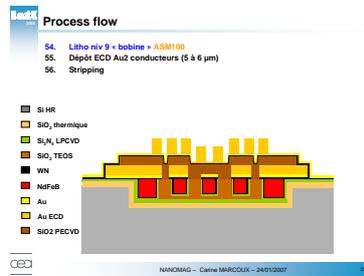
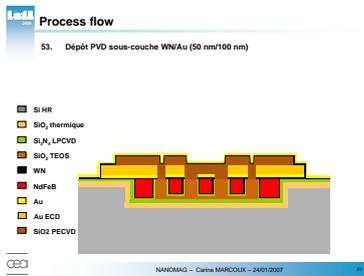
**Process flow**

49. Dépôt SiO<sub>2</sub> PECVD : couche sacrificielle (spliffs: 3 et 4 µm)  
 50. Litho niv 8 + couche sacrificielle + **ASM100**  
 51. Gravure humide SiO<sub>2</sub> arrêté sur Au ou Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> LPCVD  
 52. Stripping

- Si HR
- SiO<sub>2</sub> thermique
- Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> LPCVD
- SiO<sub>2</sub> TEOS
- WN
- NdFeB
- Au
- Au ECD
- SiO<sub>2</sub> PECVD

NAVCMAG - Centre MARCOUX - 24/01/2007

1



# Bibliographie

- [1] <http://www.sri.com/esd/automation/diamagnetic/hybrid.html>.
- [2] Ieee standard for inertial sensor terminology. *IEEE Std 528-2001*, 2001.
- [3] *Memsentry*, pages 5–6, Dec 2005.
- [4] C. Acar and A.M. Shkel. Experimental evaluation and comparative analysis of commercial variable-capacitance mems accelerometers. *Journal of Micromechanics and Microengineering*, 13 :634–645(12), 2003.
- [5] M. Aikele, K. Bauer, W. Ficker, F. Neubauer, U. Prechtel, J. Schalk, and H. Seidel. Resonant accelerometer with self-test. *Sensors and Actuators A : Physical*, 92(1-3) :161–167, aug 2001.
- [6] G. Akoun and J.-P. Yonnet. 3d analytical calculation of the forces exerted between two cuboidal magnets. *Magnetics, IEEE Transactions on*, 20(5) :1962–1964, 1984.
- [7] Tsutomu Ando, Noriyuki Hirota, Akira Satoh, and Eric Beaugnon. Experiment and numerical simulation of interactions among magnetic dipoles induced in feeble magnetic substances under high magnetic fields. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 303(1) :39–48, aug 2006.
- [8] Tsutomu Andoa, Noriyuki Hirota, Akira Satoh, and Eric Beaugnon. Experiment and numerical simulation of interactions among magnetic dipoles induced in feeble magnetic substances under high magnetic fields. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 303 :39–48, 2006.
- [9] V. Arkadiev. A floating magnet. *Nature*, 160 :330, Sep 1947.
- [10] Y. Asako and Y. Suzuki. Oxygen separation/enrichment from atmospheric air using magnetizing force. *Journal Of Fluids Engineering-Transactions Of The Asme*, 129(4) :438–445, apr 2007.
- [11] A. Ashkin. Acceleration and trapping of particles by radiation pressure. *Physical review letters*, 24 :156, 1970.
- [12] A. Ashkin and J. M. Dziedzic. Stability of optical levitation by radiation pressure. *Applied Physics Letters*, 24(12) :586–588, 1974.
- [13] E. Beaugnon and R. Tournier. Levitation of organic materials. *Nature*, 349 :470, feb 1991.
- [14] R. Beaugnon, E.and Tournier. Levitation of water and organic substances in high static magnetic fields. *Journal of physic*, 1 :1423–1428, aug 1991.

- [15] M V Berry and A K Geim. Of flying frogs and levitrons. *European Journal of Physics*, (4) :307, 1997.
- [16] H. Bleuler, J. Sandtner, Y.-J. Regamey, and F. Barrot. Passive magnetic bearings for flywheels. *Solid mechanics and its applications*, 2005.
- [17] A.H. Boerdijk. Technical aspect of levitation. *Philips Res. Rep*, 11 :45–46, 1956.
- [18] K.W. Boser, B.E. Markus. Design of integrated mems. *Designing Low Power Digital Systems, Emerging Technologies (1996)*, pages 207–232, 1996.
- [19] E. Abadie J. Boukallel, M. Piat. Micromanipulation tasks using passive levitated force sensing manipulator. In *Intelligent Robots and Systems, 2003. (IROS 2003). Proceedings. 2003 IEEE/RSJ International Conference on*, volume 1, pages 529– 534, 2003.
- [20] M.. Boukallel, J. Abadie, and E. Piat. Levitated micro-nano force sensor using diamagnetic materials. In *Robotics and Automation, 2003. Proceedings. ICRA '03. IEEE International Conference on*, volume 3, pages 3219–3224, 2003.
- [21] E.H. Brandt. Levitation in physics. *Science*, 243 :349–355, jan 1989.
- [22] Pierre Brissonneau. *Magnetisme et materiaux magnetiques*. Hermes, 1997.
- [23] W. Brunbeck. Freies schweben diamagnetischer korper im magnetfeld. *Zeitschrift fur Physik*, 112 :764–769, apr 1939.
- [24] W. Brunbeck. Freischwebende korper im elektrischen und magnetischen feld. *Zeitschrift fur Physik*, 112 :753–763, apr 1939.
- [25] S. Butefisch, A. Schoft, and S. Buttgenbach. Three-axes monolithic silicon low-g accelerometer. *Microelectromechanical Systems, Journal of*, 9(4) :551–556, dec 2000.
- [26] Jun Cai, Li Wang, Ping Wu, Zhengqiang Li, Lige Tong, and Shufeng Sun. Study on oxygen enrichment from air by application of the gradient magnetic field. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 320(3-4) :171–181, February 2008.
- [27] A.T. Catherall, L. Eaves, P.J. King, and S. R. Booth. Magnetic levitation : Floating gold in cryogenic oxygen. *Nature*, 422 :579, April 2003.
- [28] O. Chadebec, J.-L. Coulomb, and F. Janet. A review of magnetostatic moment method. *Magnetics, IEEE Transactions on*, 42(4) :515–520, 2006.
- [29] Junseok Chae, H. Kulah, and K. Najafi. An in-plane high-sensitivity, low-noise micro-g silicon accelerometer with cmos readout circuitry. *Microelectromechanical Systems, Journal of*, 13(4) :628–635, aug 2004.
- [30] H. Chetouani, V. Haguët, C. Jeandey, C. Pigot, A. Walther, N. M. Dempsey, F. Chatelain, B. Delinchant, and G. Reyne. Diamagnetic levitation of beads and cells above permanent magnets. In *Solid-State Sensors, Actuators and Microsystems Conference, 2007. TRANSDUCERS 2007. International*, pages 715–718, june 2007.

- [31] H. Chetouani, C. Jeandey, V. Haguet, H. Rostaing, C. Dieppedale, and G. Reyne. Diamagnetic levitation with permanent magnets for contactless guiding and trapping of microdroplets and particles in air and liquids. *Magnetics, IEEE Transactions on*, 42(10) :3557–3559, 2006.
- [32] H. Chetouani, C. Jeandey, V. Haguet, H. Rostaing, C. Dieppedale, and G. Reyne. Diamagnetic levitation with permanent magnets for contactless guiding and trapping of microdroplets and particles in air and liquids. *IEEE Trans. Magn*, 42(10) :3557–3559, 2006.
- [33] Hichem Lamri Chetouani. *Microsystems et micromanipulation a levitation diamagnetique conception, realisation et application a la microfluidique digitale et a la biologie*. PhD thesis, INPG, Nov 2007.
- [34] O. Cugat, J. Delamare, and G. Reyne. Magnetic micro-actuators and systems (magmas). *Magnetics, IEEE Transactions on*, 39(6) :3607–3612, nov 2003.
- [35] Orphee Cugat. *Micro-actionneurs electromagnetiques MAGMAS (Traite EGEM, serie Microsysteme)*. Hermes, dec 2002.
- [36] B. Delinchant, D. Duret, L. Estrabaut, L. Gerbaud, H. Nguyen Huu, B. Du Peloux, H.L. Rakotoarison, F. Verdiere, and F. Wurtz. An optimizer using the software component paradigm for the optimization of engineering systems. *COMPEL : The International Journal for Computation and Mathematics in Electrical and Electronic Engineering*, 26(2) :368 – 379, 2007.
- [37] N. M. Dempsey, A. Walther, F. May, D. Givord, K. Khlopkov, and O. Gutfleisch. High performance hard magnetic ndfeb thick films for integration into micro-electro-mechanical systems. *Appl. Phys. Lett.*, 90(9) :092509–3, February 2007.
- [38] Tao Deng, Mara Prentiss, and George M. Whitesides. Fabrication of magnetic microfiltration systems using soft lithography. *Appl. Phys. Lett.*, 80(3) :461–463, January 2002.
- [39] D.R.Lide. *Handbook of Chemistry and Physics*. CRC Press LLC, 2000.
- [40] P.A. Dunne, J. Hilton, and J.M.D. Coey. Levitation in paramagnetic liquids. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 316(2) :273–276, sep 2007.
- [41] Emile Durand. *Magnetostatique*. Masson et C<sup>i</sup>es, 1968.
- [42] R. Evrard and G.-A. Boutry. An absolute micromanometer using diamagnetic levitation. *Journal of Vacuum Science and Technology*, 6(2) :279–288, 1969.
- [43] R. P. Feynman. *Les cours de physique de Feynman*, volume ElectromagnÃ©tisme 2. Dunod, aout 2000.
- [44] S.K. Friedlander. *Smoke, Dust and Haze Fundamentals of aerosol dynamics*. Oxford university press, 2000.
- [45] D. Garmire, H. Choo, R. Kant, S. Govindjee, C.H. Sequin, R.S. Muller, and J. Demmel. Diamagnetically levitated mems accelerometers. In *Solid-State Sensors, Actuators and Microsystems Conference, 2007. TRANSDUCERS 2007. International*, pages 1203–1206, 2007.

- [46] A. K. Geim and H. A. M. S. ter Tisha. Detection of earth rotation with a diamagnetically levitating gyroscope. *Physica B : Condensed Matter*, 294-295 :736–739, January 2001.
- [47] Michalcrossed l. c. l Gryzinski. Diamagnetism of matter and structure of the atom. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 71(1) :53–62, dec 1987.
- [48] Miho Hamai, Iwao Mogi, Satoshi Awaji, Kazuo Watanabe, and Mitsuhiro Motokawa. Alignment and orientation of diamagnetic materials under magnetic levitation condition. *Jpn. J. Appl. Phys.*, 40 :L1336–L1339, dec 2001.
- [49] Ki-Ho Han and A.B. Frazier. Diamagnetic capture mode magnetophoretic microseparator for blood cells. *Microelectromechanical Systems, Journal of*, 14(6) :1422– 1431, Dec 2005.
- [50] R.M. Harrigan. Levitation device. US Patent 4 382 245, May 1983.
- [51] Noriyuki Hirota, Yasuhiro Ikezoe, Hiromichi Uetake, Toru Kaihatsu, Tomohiro Takayama, and Koichi Kitazawa. Magneto-archimedes levitation and its application. *RIKEN Review : Focused on Magnetic Field and Spin Effects in Chemistry and Related Phenomena*, 44, February 2002.
- [52] Joe Nhut Ho and Wei-Chih Wang. Diamagnetic levitating rotor. *Progress in Electromagnetics Reasearch Symposium*, pages 1–5, Aug 2005.
- [53] H. Hosaka, K. Itao, and S. Kuroda. Damping characteristics of beam-shaped micro-oscillators. *Sensors and Actuators, A : Physical*, 49 :87–95, 1995.
- [54] R. Houlihan, E. Koukharenko, H. Sehr, and M. Kraft. Optimisation, design and fabrication of a novel accelerometer. In *TRANSDUCERS, Solid-State Sensors, Actuators and Microsystems, 12th International Conference on, 2003*, volume 2, pages 1403–1406 vol.2, 2003.
- [55] R Houlihan and M Kraft. Modelling of an accelerometer based on a levitated proof mass. *Journal of Micromechanics and Microengineering*, (4) :495, 2002.
- [56] Y. Ikezoe, T. Kaihatsu, S. Sakae, H. Uetake, N. Hirota, and K. Kitazawa. Separation of feeble magnetic particles with magneto-archimedes levitation. *Energy Conversion and Management*, 43(3) :417–425, feb 2002.
- [57] Yasuhiro Ikezoe, Noriyuki Hirota, Jun Nakagawa, and Koichi Kitazawa. Making water levitate. *Nature*, 393 :749–750, June 1998.
- [58] Thomas B. Jones. *Electromechanics of Particles*. Cambridge Univesity Press, 1995.
- [59] P Kauffmann, H. Chetouani, P. Pham, V. Haguët, and G. Reyne. Magneto-phoretic and dielectrophoretic actuations coupled with diamagnetic trapping in air and liquids. In *Sensors Letters*, 2009.
- [60] Q. Li, K.-S. Kim, and A. Rydberg. Lateral force calibration of an atomic force microscope with a diamagnetic levitation spring system. *Rev. Sci. Instrum.*, 77(6) :065105–13, jun 2006.
- [61] I. F. Lyuksyutov, D. G. Naugle, and K. D. D. Rathnayaka. On-chip manipulation of levitated femtodroplets. *Applied Physics Letters*, 85(10) :1817–1819, sep 2004.

- [62] A. E. Mikelson and Ya. Kh. Karklin. Control of crystallization processes by means of magnetic fields. *Journal of Crystal Growth*, 52(2) :524–529, 1981.
- [63] Christian Mikkelsen. Electromechanics and magnetomechanics of particles in fluids. Master's thesis, Department o Micor and Nanotechnology Technical University of Danemark, may 2004.
- [64] R.. Moser and H. Bleuler. Precise positioning using electrostatic glass motor with diamagnetically suspended rotor. *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on*, 12(1) :937–939, 2002.
- [65] R. Moser, J. Sandtner J., and H. Bleuler. Diamagnetic suspension assisted by active electrostatic actuators. In *6th International Symposium on Magnetic Suspension Technology*.
- [66] Roland Moser, Jan Sandtner, and Hannes Bleuler. Diamagnetic suspension system for small rotors. *Journal of Micromechatronics*, 1(2) :131–137, 2001.
- [67] Yasuo Nakaoka, Ryutaro Takeda, and Kikuo Shimizu. Orientation of paramecium swimming in a dc magnetic field. *Bioelectromagnetics*, 23 :607–613, 2002.
- [68] Claudio Palmy. A new thermo-magnetic wheel. *European Journal of Physics*, (6) :1289, sep 2006.
- [69] R.E. Pelrine. Room temperature, open-loop levitation of microdevices using diamagnetic materials. In *Micro Electro Mechanical Systems, 1990. Proceedings, An Investigation of Micro Structures, Sensors, Actuators, Machines and Robots. IEEE*, pages 34–37, 1990.
- [70] R.E. Pelrine. Magnetic field levitation. US Patent 5 396 136, Mar 1995.
- [71] R.E. Pelrine. Friction less transport apparatus and method. US Patent6 6 361 268 B1, Mar 2002.
- [72] R.E. Pelrine. Diamagnetic levitation. *American Scientist*, 92(5) :428–435, 2004.
- [73] Ron Pelrine. Diamagnetic levitation : An unusual phenomena with novel applications. In *American Physical Society, Annual APS March Meeting, March 18 - 22, 2002 Indiana Convention Center; Indianapolis, Indiana Meeting*, Mar 2002.
- [74] Ch. Pigot, H. Chetouani, G. Poulin, and G. Reyne. Diamagnetic levitation of solids at microscale. *Magnetics, IEEE Transactions on*, 11, Nov 2008.
- [75] J.A. Plaza, A. Llobera, C. Dominguez, J. Esteve, I. Salinas, J. Garcia, and J. Berganzo. Besoi-based integrated optical silicon accelerometer. *Microelectromechanical Systems, Journal of*, 13(2) :355–364, apr 2004.
- [76] S.D. Poisson. *Traite de mecanique*. Bachelier, imprimeur librairie, 2nd edition, 1833.
- [77] H.B. Profijt, C. Pigot, G. Reyne, R.M. Grechishkin, and O Cugat. Stable diamagnetic levitation of a micro magnet by improvement of the magnetic gradients. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, page to be published, 2008.

- [78] D. Qu, H. Fang and H. Xie. A single-crystal silicon 3-axis cmos-mems accelerometer. In *Proceedings of IEEE sensors 2004*, volume 2, pages 661–665, oct 2004.
- [79] Harijaona Lalao Rakotoarison. *Methode et outil de generation automatique de modele pour l optimisation fortement contrainte des microsystemes magnetiques*. PhD thesis, INPG, 2007.
- [80] R. Reichenbach, D. Schubert, and Gerlach G. Micromechanical triaxial acceleration sensor for automotive application. In *the 12th international conference on solid states sensors, actuators and Microsystems transducers 03*, pages 77–80, jun 2003.
- [81] H. Rostaing. *Conception, modelisation et fabrication d un micro-actionneur bistable, hors-plan et magnetique*. PhD thesis, INPG, dec 2004.
- [82] I. Simon. Diamagnetic accelerometer. US Patent 3 465 598, Sep 1969.
- [83] I. Simon. Apparatus for measuring small deviations from a true horizontal plane. US Patent 3 552 028, Jan 1971.
- [84] Ivan Simon, Alfred G. Emslie, Peter F. Strong, and Robert K. McConnell, Jr. Sensitive tiltmeter utilizing a diamagnetic suspension. *Rev. Sci. Instrum.*, 39(11) :1666–1671, nov 1968.
- [85] M. D. Simon and A K Geim. Diamagnetic levitation : flying frogs and floating magnets. *Journal Of Applied Physics*, 87(9) :6200–6204, may 2000.
- [86] E. Steingroever. Diamagnetic body. US Patent, n 3 447 832, oct 1965.
- [87] K. Svoboda. Biological applications of optical forces. *Annual review of Biophysics and biomolecular structure*, 23 :247–285, 1994.
- [88] Tomohiro Takayama, Yasuhiro Ikezoe, Hiromichi Uetake, Noriyuki Hirota, and Koichi Kitazawa. Self-organization of nonmagnetic spheres by magnetic field. *Applied Physics Letters*, 86(23) :234103, 2005.
- [89] R. Toda, N. Takeda, T. Murakoshi, S. Nakamura, and M. Esashi. Electrostatically levitated spherical 3-axis accelerometer. In *Micro Electro Mechanical Systems, 2002. The Fifteenth IEEE International Conference on*, pages 710–713, 2002.
- [90] Etienne Tremolet de Lachesserie. *Magnetisme : I fondements*, volume 1. PUG, 1999.
- [91] S. Ueno and M. Iwasaka. Properties of magnetic curtain produced by magnetic fields. *Journal of Applied Physics*, 67(9) :5901–5903, 1990.
- [92] S. Ueno and M. Iwasaka. Parting of water by magnetic fields. *Magnetics, IEEE Transactions on*, 30(6) :4698–4700, 1994.
- [93] S. Ueno and M. Iwasaka. Properties of diamagnetic fluid in high gradient magnetic fields. volume 75, pages 7177–7179. AIP, 1994.
- [94] S. Ueno, M. Iwasaka, H. Eguchi, and T. Kitajima. Dynamic behavior of gas flow in gradient magnetic fields. *Magnetics, IEEE Transactions on*, 29(6) :3264–3266, 1993.

- [95] N.I. Wakayama. Magnetic acceleration and deceleration of  $o_2$  gas streams injected into air. *Magnetics, IEEE Transactions on*, 31(1) :897–901, 1995.
- [96] Nobuko I. Wakayama. Behavior of gas flow under gradient magnetic fields. *J. Appl. Phys.*, 69(4) :2734–2736, feb 1991.
- [97] Nobuko I. Wakayama, Jianwei Qi, and Akira Yabe. Use of magnetic force to control convection. In *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, volume 3792, pages 48–55, Denver, CO, USA, jul 1999. SPIE.
- [98] Robert D. Waldron. Diamagnetic levitation using pyrolytic graphite. *Rev. Sci. Instrum.*, 37(1) :29–35, jan 1966.
- [99] Robert D. Waldron. diamagnetic levitation and/or stabilizing device. US Patent 3 597 022, jul 1969.
- [100] A. Walther, D. Givord, N. M. Dempsey, K. Khlopkov, and O. Gutfleisch. Structural, magnetic, and mechanical properties of 5  $\mu$  m thick smco films suitable for use in microelectromechanical systems. *J. Appl. Phys.*, 103(4) :043911–5, February 2008.
- [101] A. Walther, K. Khlopkov, O. Gutfleisch, D. Givord, and N.M. Dempsey. Evolution of magnetic and microstructural properties of thick sputtered nd-feb films with processing temperature. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 316(2) :174–176, September 2007.
- [102] Arnaud Walther. *Developpement de couches magnetiques dures pour MEMS : application  $\tilde{A}$  un microswitch magnetique bistable*. PhD thesis, Universit $\tilde{A}$ © Joseph Fourier, Jul 2007.
- [103] Li Wang, Jun Cai, Ping Wu, Lige Tong, and Shufeng Sun. A novel magnetic separation oxygen-enriched method and the influence of temperature and magnetic field on enrichment. *Journal of Thermal Science*, 16(1) :79–83, mar 2007.
- [104] Adam Winkleman, Katherine L. Gudiksen, Declan Ryan, George M. Whitesides, Derek Greenfield, and Mara Prentiss. A magnetic trap for living cells suspended in a paramagnetic buffer. *Appl. Phys. Lett.*, 85(12) :2411–2413, sep 2004.
- [105] W. J. Xie, C. D. Cao, Y. J. Lu, Z. Y. Hong, and B. Wei. Acoustic method for levitation of small living animals. *Applied Physics Letters*, 89(21) :214102, nov 2006.
- [106] Lijun Yang, Jianxun Ren, Yaozu Song, and Zengyuan Guo. Free convection of a gas induced by a magnetic quadrupole field. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 261(3) :377–384, May 2003.
- [107] N. Yazdi, F. Ayazi, and K. Najafi. Micromachined inertial sensors. *Proceedings of the IEEE*, 86(8) :1640–1659, 1998.
- [108] K. Yokoyama, N. Hirota, and M. Iwasaka. Separation of collagen by magneto-archimedes levitation. *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on*, 17(2) :2181–2184, June 2007.
- [109] J.J. Zborowski, M anfd Chamlers. *Magnetic ell separation*, volume 42. Laboratory techniques in biochemistry and molecular biology, 2008.



# Table des figures

1.1	Evolution schématique de l'aimantation des trois principaux types de matériaux magnétiques en fonction du champ magnétique excitateur. . . . .	7
1.2	Déformation des lignes de champ aux alentours d'un corps (a) Ferromagnétique, (b) Paramagnétique et (c) Diamagnétique . . . . .	9
1.3	Mise en oeuvre expérimentale de la force diamagnétique (a) Schéma de principe, (b) Position du matériau diamagnétique en l'absence d'aimant (c) Nouvelle position en présence de l'aimant . . . . .	14
1.4	Couples subis par une particule diamagnétique dans un champ magnétique. Etant donné que par hypothèse $H$ est très proche de $H_0$ , l'angle entre l'aimantation et le champ magnétique est très faible. Pour des raisons pédagogiques, il est ici exagéré. . . . .	16
1.5	Schéma du système pour le calcul du couple magnétique . . . . .	17
1.6	Modèle pour l'étude du couple mécanique appliqué sur un barreau diamagnétique. . . . .	19
1.7	Force diamagnétique subie par chaque particule et rotation engendrée sur le système . . . . .	23
1.8	Mise en évidence expérimentale du couple diamagnétique : (a) Schéma de principe, (b) Orientation initiale du matériau diamagnétique en l'absence d'aimant, (c) Nouvelle orientation en présence de l'aimant ; les lignes symbolisent les isovaleurs d'énergie et les flèches indiquent la direction du champ . . . . .	28
1.9	Une plaque de graphite pyrolytique en lévitation diamagnétique au-dessus d'aimants de bonne qualité . . . . .	35
1.10	Conditions de stabilité de la lévitation sur a) L'énergie est minimale, b) La force change de signe c) La raideur est négative . . . . .	40
2.1	Principes de base des applications utilisant le diamagnétisme : (a) lévitation, (b) Séparation. Les isovaleurs de module de champ sont représentées (A/m) . . . . .	51
2.2	(a) Vue en coupe et (b) Perspective cavalière d'un inclinomètre à lévitation diamagnétique [84] . . . . .	52

2.3	Principe d'un gyroscope à masse lévitante [46] . . . . .	52
2.4	vue de (a) face et de (b) dessus de la jauge à vide à lévitation diamagnétique [42] . . . . .	53
2.5	Principe de quantification du bruit entraîné par le frottement d'une pointe AFM sur un substrat [60] . . . . .	54
2.6	(a) Direction de déplacement des paramécies en présence et en l'absence d'un champ magnétique homogène statique, (b) Répartition statistique de leur déplacement en présence du champ [67] . . . . .	55
2.7	Piège d'une particule de polystyrène dans une solution paramagnétique entre deux pièces coniques en pointe. La pièce de gauche est maintenue fixe, la pièce de droite est déplacée : (a) Position originale, (b) Déplacement vers le bas, (c) Le haut, (d) La droite et (e) A droite vers le bas [104] . . . . .	56
2.8	Principe de l'expérience menée par Lyutsutov & al. [61] . . . . .	56
2.9	Expérience menée par [51] et [56] sur des billes de verres de différentes compositions. A droite, hors champ, les billes sont mélangées. En présence d'un champ, elles se répartissent verticalement en fonction de leur susceptibilité et de leur densité. . . . .	58
2.10	Expérience menée sur un mélange de sels en présence d'un champ [51][56]. . . . .	58
2.11	Principe d'un microséparateur des globules du sang, (a) Déformation des lignes de champ par le matériau ferromagnétique, (b) Schéma du dispositif [49] . . . . .	59
2.12	Configuration d'aimants utilisée par [26] (gauche) et principe d'extraction (droite) . . . . .	59
2.13	Evolution de la concentration d'oxygène en fonction de la position le long des aimants pour différents débits d'entrée [26] . . . . .	60
2.14	Principe de stabilisation de la lévitation d'un aimant. A gauche, équilibre instable, à droite, équilibre stable. ( $F_a$ indique la force d'attraction et $F_d$ la force diamagnétique) . . . . .	61
2.15	Capteur de force de [20] (a) Principe de lévitation de l'aimant, (b) Principe de la mesure . . . . .	62
2.16	Convoyage sans friction de plaquettes de Silicium en salle blanche [1] . . . . .	63
2.17	Moteur à aimant lévitant à actionnement inductif [66]. (1) Aimant en lévitation, (2) Couronne conductrice, (3) Bobines d'actionnement et (4) Bismuth . . . . .	63
2.18	Moteur à aimant lévitant à actionnement électrostatique. (1) Rotor, (2) Plaque de grahite, (3) Verre peu conducteur et (4) Bille ferromagnétique, (5) Aimant fixe, (6) Aimants fixes et (7) Electrodes . . . . .	64

2.19 (a) Conception et dimensions du rotor, (b) Principe de sustentation et de stabilisation [52] . . . . .	65
2.20 Stockage d'énergie par mise en rotation d'un disque diamagnétique (a) Principe, (b) Prototype [16] . . . . .	65
2.21 Moteur thermo-magnétique (a) Principe de lévitation, (b) Principe d'actionnement [68] . . . . .	66
2.22 Influence de champs magnétiques importants sur l'eau [93] (a) Principe de l'expérience et résultat schématique (b) Variation de la profondeur du puits observé en fonction du module du champ en $T^2$ [92] . . . . .	68
2.23 Grenouille en lévitation dans un champs de 16T, vue de dessus [15]	68
2.24 Sédimentation de particules de Bismuth en présence d'un aimant (a) dans de l'eau distillée pure, (b) dans une solution de GdDOTA à 1,2 mmol/ml . . . . .	71
2.25 Confinement de cellules de levure dans un milieu paramagnétique par biseautage des aimants [104] . . . . .	71
2.26 a) Modélisation du champ créé par un aimant par la méthode coulombienne b) Influence de la réduction d'échelle sur la distribution de l'intensité du champ créé par un aimant dans le plan YZ. A droite à l'échelle 1 et à gauche à l'échelle 0,5. . . . .	75
2.27 Modélisation d'une bobine par la méthode ampérienne . . . . .	75
2.28 Evolution de la densité de courant requise dans une microbobine afin de rester équivalent à un aimant de 1T de même dimension [34] [35] . . . . .	76
3.1 a) Schéma du système étudié, b) Variation relative de l'induction calculée par la méthode des moments . . . . .	89
3.2 a) Photographie, b) Paramètres géométriques et physiques du système étudié . . . . .	90
3.3 Principe de la mesure de la hauteur de lévitation, a) Etat initial, b) En cours de déplacement . . . . .	91
3.4 Calcul de la hauteur de lévitation par le modèle analytique . . . . .	92
3.5 Déplacement vertical de la plaque de graphite en fonction de la fréquence d'excitation . . . . .	94
3.6 a) Schéma de la structure d'aimants étudiée, b) Dimensions géométriques des aimants . . . . .	97
3.7 Lignes d'isovaleurs de l'énergie volumique totale d'une particule de bismuth . . . . .	98

3.8	Accélération horizontale subie par une particule diamagnétique en fonction de sa position sur l'axe horizontal pour une hauteur de 15 $\mu m$ . . . . .	100
3.9	Variations de la dérivée seconde du carré du module du champ dans le plan YZ . . . . .	102
3.10	Réseau de canaux obtenu par électroérosion sur une plaque de NdFeB	104
3.11	a) Procédé de fabrication des aimants à trous cylindriques traversants, aI) Electroérosion des demi-canaux aII) Collage des aimants, b) Vue de dessus du résultat, la limite horizontale entre les deux aimants est visible . . . . .	105
3.12	a) Procédé de fabrication des aimants dits microscopiques aI) Dépôt du masque dur, aII) Gravure du silicium, aIII) Dépôt de la couche d'aimant ; b) Vue au MEB (Microscope Electronique à Balayage) de la structure obtenue . . . . .	106
3.13	Particules de bismuth saupoudrées au-dessus d'aimants microscopiques. Certaines sont tombées entre les rails d'aimants et lèvent (a), d'autres sont tombées sur les aimants et y sont restées fixées (b) (la structure est vue de dessus) . . . . .	107
3.14	Superposition de 8 photographies prises à 0,4 s d'intervalle. La particule en lévitation se déplace de la gauche vers la droite, guidée par les arêtes des aimants. . . . .	108
3.15	Vue de profil des particules en lévitation au-dessus d'aimants macroscopiques a) Schéma de la vue b) Photographie . . . . .	109
3.16	Isovaleurs d'énergie totale d'une particule diamagnétique ponctuelle. Les trajectoires de deux particules sont représentées : a) la particule est suffisamment freinée et atteint un point de lévitation et b) la particule n'est pas suffisamment ralentie et chute jusqu'aux aimants où elle reste collée . . . . .	111
3.17	Lévitation diamagnétique d'une goutte d'eau au-dessus d'aimants. Au fil du temps, le diamètre de la goutte décroît, jusqu'à la disparition de celle-ci . . . . .	114
3.18	Evolution de la susceptibilité d'une solution de Dotarem en fonction de la dilution du Dotarem [33] . . . . .	115
3.19	Silicium (gauche) et cuivre (droite) en lévitation diamagnétique dans une solution paramagnétique de susceptibilité $4.10^{-5}$ . . . . .	116
3.20	Simulation de la hauteur de lévitation d'un aimant dit dipolaire et d'un aimant dit double dipolaire en fonction de l'échelle [77] . . . . .	117
3.21	Fabrication d'un aimant double dipolaire [77]. . . . .	118
3.22	a) Photographie de l'aimant double dipolaire obtenu b) Image Magneto optique de cet aimant obtenue à l'aide d'un MOIF uniaxial . . . . .	118

3.23	Lévitaiton d'un aimant au-dessus d'une plaque de carbone pyrolytique. a) Aimant simple : pas de lévitation, b) Aimant double dipolaire : lévitation . . . . .	118
4.1	a) Schéma de principe d'un accéléromètre; b) Gain de la fonction de transfert d'un accéléromètre pour différentes valeurs de facteur de qualité . . . . .	127
4.2	Accéléromètre à aimant lévitant a) Vue de l'accéléromètre ouvert, b) Schéma de simulation avec paramétrage . . . . .	128
4.3	Force diamagnétique exercée sur un aimant en fonction de sa position. a) Modèle de linéarité que nous proposons, b) Modèle préconisé par les standards IEEE [2] . . . . .	128
4.4	Détermination graphique du coefficient de proportionnalité $\alpha$ liant la bande passante à la fréquence de résonance. a) Détermination de $\alpha$ pour une linéarité de 10%, b) Valeur de $\alpha$ en fonction de la linéarité	132
4.5	Sensibilité inter-axe d'un accéléromètre diamagnétique destiné à la sécurité. a) Accélération mesurée selon l'axe X en fonction de la position selon l'axe X, pour une accélération selon l'axe Z nulle (trait continu) ou de 1g (marqueurs carrés) b) Couple subi autour de l'axe Y pour une accélération de 1 g suivant les axes X et Z . . . . .	137
4.6	Particules de bismuth en lévitation au-dessus de rails d'aimants . . . . .	139
4.7	Les effets de bords (en rouge) créent une force de centrage sur la particule qui influe sur la position d'équilibre le long de l'axe X . . . . .	139
4.8	Calcul de l'énergie d'une particule diamagnétique ponctuelle à une hauteur $z = 16 \mu m$ . a) Schéma du dispositif, b) Isovaleurs d'énergie de la particule totale en fonction de X et de Y . . . . .	140
4.9	Force selon l'axe X en fonction de la position selon l'axe X . . . . .	141
4.10	Le poids crée une force lorsque les rails sont inclinés d'un angle $\theta$ , a) Position horizontale, b) En cas d'inclinaison . . . . .	143
4.11	a) Schéma de principe et dimensions, b) Photographie (vue de dessus) des aimants utilisés pour le prototype d'inclinomètre . . . . .	143
4.12	a) Superposition de 3 vues successives, obtenues pour trois angles différents. Elle montre la variation de position de la particule en fonction de cet angle (vue de dessus) b) Position de la particule en fonction de l'angle . . . . .	144
4.13	Position théorique de la particule en fonction de l'inclinaison des aimants macroscopiques . . . . .	146
4.14	a) Dimensionnement d'un inclinomètre symétrique b) Réponse simulée	147
4.15	Autres structures aimantées possibles pour un inclinomètre diamagnétique . . . . .	149

4.16	Des particules en lévitation se repoussent, un défaut magnétique les maintient dans le même puits de potentiel . . . . .	150
4.17	a) Calibration du capteur de force. b) Mesure de la force de répulsion.	152
4.18	a) Deux particules sont en lévitation dans un canal. b) Suite à une vibration, une des particules se fixe sur les aimants. . . . .	153
4.19	Schéma du principe d'un capteur de force diamagnétique permettant la mesure d'une force quelconque selon l'axe horizontal . . . . .	156
4.20	Masse en lévitation électrostatique, disposition des électrodes [55] .	157
4.21	Détection de la position d'une particule par moyen optique : a) interférométrie, b) obturation. . . . .	159
4.22	Exemple de mise en oeuvre de la diamagnétophorèse. a) Schéma de principe. b) Vue en coupe dans le plan XZ du champ créé par un courant et variations du module du champ selon l'axe X . . . . .	161
4.23	a) Un champ électrique induit une polarisation sur une particule diélectrique et, si le champ est inhomogène, une force, b) Exemple d'application de la diélectrophorèse à la lévitation diamagnétique [33].	164
4.24	Lorsque la structure d'aimant est inclinée de l'angle adéquat, une particule et une seule passe d'un puits de potentiel à l'autre. La position des trois particules est montrée à différents instants. . . . .	166
4.25	Nombre de particules dans le puits de gauche en fonction de l'angle. (en vert les transitions pour lesquelles l'angle a été mesuré, en rouge les transitions ayant seulement été observées) . . . . .	167
4.26	Une force de répulsion maintient séparés a) les particules de cuivre dans un liquide, b) des gouttelettes d'eau dans l'air [33] . . . . .	167
4.27	Déformation d'une poutre encastree-libre à l'aide d'un laser (vue de dessus). Le schéma au-dessus amplifie la forme de la poutre. Le laser, situé en bas de la photographie a), est déplacé vers le haut, faisant fléchir la poutre vers le haut, b) jusqu'à une flexion maximale. De même, c) lorsque le laser est situé en haut de la photographie et déplacé vers le bas, d) la poutre fléchit vers le bas. . . . .	170
4.28	Une particule en lévitation diamagnétique dans un canal est poussée par pression de radiation. La position du laser est marquée par un point rouge. a) Position initiale, b) Particule poussée, c) Position maximale atteignable, d) Retour à la position initiale. (La position initiale de la particule est marquée par le trait pointillé blanc). . . . .	172
4.29	Une particule en lévitation diamagnétique au-dessus d'un réseau de canaux est poussée par un laser. a) Position initiale, b) Translation parallèle aux canaux, c) et d) Translation perpendiculaire aux canaux. (La position initiale de la particule est repérée par un cercle pointillé). . . . .	174

4.30	Une chaîne de particules en lévitation diamagnétique est poussée par un laser. a) Position initiale, b) En cours de déplacement . . . .	175
4.31	Deux particules se repoussant sont déplacées grâce à la pression de radiation. a) Position initiale, b) Les deux particules sont déplacées, c) La force exercée par le laser n'est plus suffisante pour pousser les deux particules, d) mais permet d'en garder une, alors que l'autre regagne sa position d'origine . . . . .	176
4.32	Micromoteur sans frottement actionné optiquement, a) A l'arrêt, b) En fonctionnement . . . . .	177
4.33	Le choc d'un photon sur une particule crée une force par conservation de la quantité de mouvement . . . . .	178
5.1	Etapes technologiques permettant l'obtention d'un aimant mobile. a) Etat initial de la plaquette de silicium, b) Gravure d'un caisson, c) Dépôt d'oxyde sacrificiel suivi d'un polissage CMP (Chemical Mechanical Polishing), d) Gravure du deuxième caisson, e) Dépôt d'aimant suivi d'un CMP, g) Libération de l'aimant par gravure humide au HF. . . . .	189
5.2	La mise en lévitation de l'aimant nécessite un bon matériau diamagnétique. a) Gravure du caisson, b) Croissance de l'oxyde de sustentation, c) Protection par un dépôt de $Si_3N_4$ . . . . .	190
5.3	L'encapsulation est réalisée par des conducteurs en or déposés sur un oxyde sacrificiel a) Dépôt électrolytique des conducteurs, b) Libération	191
5.4	a) Paramétrisation de la géométrie b) Valeurs des paramètres . . . .	191
5.5	Champ dans un aimant en fonction de sa direction d'aimantation .	192
5.6	Force diamagnétique volumique d'un aimant de $5 \mu m$ de côté dans le projet Nanomag a) Aimantation verticale b) Aimantation horizontale	193
5.7	Schéma de l'aimant en lévitation inclus dans le projet Nanomag . .	194
5.8	a) Influence de la suppression de matière au centre de l'aimant sur les lignes de champ. b) Schéma du dispositif de plaques d'aimants ajourés inclus dans le projet Nanomag (forme de tamis) . . . . .	196
5.9	Il existe différents moyens de convoier la matière à l'aide d'un aimant : a) En la posant directement sur le réseaux d'aimants, b) En la maintenant en lévitation au-dessus d'un aimant lui-même en lévitation . . . . .	196
5.10	a) Schéma de la structure d'aimants étudiée, b) Dimensions géométriques des aimants . . . . .	198
5.11	Carte d'isovaleurs d'énergie totale pour différents facteurs d'échelle dans le plan YZ . . . . .	199
5.12	Hauteur de lévitation relative d'une particule de bismuth en fonction du facteur d'échelle . . . . .	201

5.13 Détermination de l'énergie nécessaire à fournir à la particule pour la changer de position. . . . .	202
5.14 Evolution du seuil d'énergie avec le facteur d'échelle pour une particule de bismuth de 0,5 k . . . . .	202
5.15 Détermination de la plage de facteurs d'échelle permettant la lévitation pour différents matériaux . . . . .	203

# Liste des tableaux

1.1	Critère de sustentation de matériaux diamagnétiques . . . . .	41
2.1	Propriétés magnétiques et physiques des sels utilisé par Hirota & Al. [51] . . . . .	57
2.2	Comparaison des différentes méthodes d'amplification de l'effet diamagnétique . . . . .	73
3.1	Sensibilité de la force diamagnétique et de sa raideur aux différents paramètres d'entrée du modèle . . . . .	92
3.2	Paramètres physiques utilisés pour la simulation d'un cas simple . . . . .	97
4.1	Principales spécificités de quelques applications-types des accéléromètres . . . . .	134
4.2	Variations des performances d'un accéléromètre diamagnétique avec les paramètres géométriques . . . . .	135
4.3	Performances atteintes par l'accéléromètre diamagnétique selon les axes X et Z . . . . .	136
4.4	Paramètres géométriques obtenus après optimisation . . . . .	136
4.5	Comparaison des performances calculées et mesurées d'un inclinomètre diamagnétique . . . . .	146
5.1	Comparaison des différents types d'aimants déposés en couche . . . . .	187



# La Lévitation Diamagnétique à l'Echelle Micrométrique : Applications et Possibilités

La lévitation est un moyen fascinant de se soustraire à l'action de la gravité. Le diamagnétisme est le seul phénomène physique permettant une lévitation stable, statique et passive à température ambiante. Toutefois, cet effet magnétique est généralement insignifiant aux échelles usuelles. Parmi les différents moyens d'augmenter l'amplitude de ce phénomène, la réduction d'échelle est une voie prometteuse.

Ces travaux contribuent à l'exploration des possibilités et des potentialités de la lévitation dans le domaine des microsystèmes. La diminution en taille permet d'une part d'augmenter les forces diamagnétiques volumiques et d'autre part de diminuer les forces diamagnétiques absolues. Ces propriétés ont été mises en oeuvre à travers la conception et la fabrication de microcapteurs (accéléromètre, inclinomètre, capteur de force) et de microactionneurs (manipulation de microparticule par inclinaison ou au moyen d'un laser). Ces réalisations ouvrent des perspectives novatrices et des fonctionnalités nouvelles dans le micromonde.

---

Mots-clefs : Diamagnétisme, Lévitation, Réduction d'Echelle, Microaimant, Microsystème, Capteur, Actionneur

---

## Diamagnetic Levitation at the Microscale : Applications and Possibilities

Levitation is a fascinating way to compensate the action of gravity. Diamagnetism is the only physical phenomenon that allows a stable, static and passive levitation at room temperature. However, this magnetic effect is mostly insignificant at ordinary scales. Among the different means to improve the amplitude of this phenomenon, scale reduction is promising.

The present work contributes to the exploration of the possibilities and the potentialities of levitation in the microsystems. The reduction of size increases diamagnetic volume forces and strongly decreases absolute diamagnetic forces. These properties have been used for the conception and the fabrication of microsensors (accelerometer, inclinometer, force sensor) and microactuators (manipulation of microparticle by incline or by the use of a laser). These realisations are opening new fields for new perspectives and innovative functionalities into the microworld.

---

Keywords : Diamagnetism, Levitation, Scale Reduction, Micromagnet, Microsystem, Sensor, Actuator

---