



HAL
open science

MICROSYSTEMES ET MICROMANIPULATION A LEVITATION DIAMAGNETIQUECONCEPTION, REALISATION ET APPLICATION A LA MICROFLUIDIQUE DIGITALE ET A LA BIOLOGIE

Hichem Lamri Chetouani

► **To cite this version:**

Hichem Lamri Chetouani. MICROSYSTEMES ET MICROMANIPULATION A LEVITATION DIAMAGNETIQUECONCEPTION, REALISATION ET APPLICATION A LA MICROFLUIDIQUE DIGITALE ET A LA BIOLOGIE. Sciences de l'ingénieur [physics]. Institut National Polytechnique de Grenoble - INPG, 2007. Français. NNT: . tel-00265713

HAL Id: tel-00265713

<https://theses.hal.science/tel-00265713>

Submitted on 20 Mar 2008

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.

INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE GRENOBLE

N° attribué par la bibliothèque

_____/_____/_____/_____/_____/

THESE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'INPG

Spécialité : « Génie électrique »

Préparée au sein du **Laboratoire de Génie Electrique de Grenoble**

dans le cadre de l'Ecole Doctorale
« Electronique, Electrotechnique, Automatique, Télécommunication, Signal »

présentée et soutenue publiquement par

Hichem Lamri CHETOUANI

Le 28 novembre 2007

**MICROSYSTEMES ET MICROMANIPULATION A LEVITATION DIAMAGNETIQUE
CONCEPTION, REALISATION ET APPLICATION A LA MICROFLUIDIQUE
DIGITALE ET A LA BIOLOGIE**

Directeur de thèse : Gilbert REYNE
Co-encadrant : Benoit DELINCHANT

Jury

Mme.	Anne-Marie GUÉ	LAAS	, Président
Mr.	Hannes BLEULER	EPFL	, Rapporteur
Mr.	Vincent SENEZ	IEMN	, Rapporteur
Mr.	Benoit DELINCHANT	G2Elab	, Co-encadrant
M.	Vincent HAGUET	CEA/Biopuces	, Examineur
M.	Christian JEANDEY	CEA/LETI	, Invité
Mme.	Marie FRÉNÉA ROBIN	Ampère	, Invité

Remerciements

Je souhaiterais tout d'abord m'attarder longuement sur la gratitude que j'ai envers Gilbert Reyne – mon directeur de thèse. Grâce à son esprit ouvert, dynamisme, capacité d'empathie, gentillesse et notamment sa grande patience, cela a été un grand plaisir pour moi de travailler sous sa direction. Je tiens à exprimer de même toute ma reconnaissance à Benoit Delinchant mon co-encadrant et ami, de m'avoir épaulé et dispenser de précieux conseils de dimensionnement et d'optimisation. Une thèse est un bon sujet et des bons chefs, personnellement j'ai eu la chance d'avoir les deux.

Anne-Marie Gué m'a fait l'honneur d'accepter d'être présidente de mon jury de thèse que je tiens à lui exprimer ma grande gratitude. Je remercie également Vincent Senez pour le vif intérêt qu'il a manifesté pour mes travaux et pour la confiance qui m'a accordé pour mon après thèse. Je tiens remercier également Hannes Bleuler d'avoir accepté d'être rapporteur de ma thèse, ainsi que pour ses commentaires sur mon manuscrit.

Je remercie également Laurent Gerbaud pour ses précieux conseils et de m'avoir soutenu dans mes premiers pas de thèse. J'exprime ma gratitude à tous les membres de MAGE, les anciens et les nouveaux collègues de l'ex CDI, Vincent, Bertrand, Loïc, Hieu, Edouard, Franck, Denis, Asma et Imen.

J'ai eu beaucoup de plaisir à travailler et à picoler avec la superbe famille des microns. Hervé Rostaing, un grand merci pour ta gentillesse et pour les jours passés pour moi en salle blanche. Je souhaite aussi saluer vivement Christian Pigot pour sa sympathie, son aide et pour l'ambiance qui ne le quitte jamais partout où il passe. Je remercie également Lalao pour ses qualités humaines dont il a su témoigner au cours de ces années. Je voulais également sincèrement saluer Orphée Cugat. Il a su se montrer présent et m'a fait profiter de ses nombreux conseils et son soutien constant tout au long de ma thèse. Je tiens à remercier Paul Kauffmann, mon compagnon en fin de course, pour sa patience et son aide. Un grand merci aussi aux autres « microns »: Jiri, Louis, Dan, Diana, Aline, Nico, Tomas, Guylaine et Jérôme.

Je voudrais également témoigner tout particulièrement ma profonde sympathie à toutes les personnes avec lesquelles je discute souvent dans les couloirs, sans oublier mes amis du G2Elab : Housseem, Youcef et Farouk, la direction et l'administration qui font preuve d'une remarquable efficacité et convivialité.

J'ai fréquemment quitté ce beau monde pour aller me perdre dans les recoins et les paillasses du Laboratoire Biopuces. Tout ceci n'aurait pas été possible sans Vincent Haguet qui m'a ouvert les portes du CEA, qui a participé à mes manip, orienter et corriger l'orthographe de mon mémoire et mes publications. Je remercie aussi Christian Jeandey pour sa perspicacité et son aide précieux sans qui l'aboutissement de ce travail a été plus difficile. J'adresse aussi mille mercis à tous autres collègues de Biopuces et du CEA : Toma, Manuel, Delphine, Patricia, François, Jean-François, Elodie.

Je n'oublie pas bien sûr de remercier Marie Frénéa pour sa remarquable gentillesse, pour son accueil chaleureux à Rennes comme à Lyon, et d'avoir assister aussi à ma soutenance. Je tiens également à saluer Arnaud Walther et Nora Dempsey de l'Institut Néel de m'avoir aidé à élaborer mes dispositifs. Un remerciement sincère à Jean-Claude Jeannot et Jean-René Coudevylle de m'avoir accueilli à Femto-st et de m'avoir encadré dans la salle blanche.

J'aimerais également remercier ma mère Rachida, mes frères et ma soeur, tant pour leur soutien moral que matériel, sans qui mon aventure européenne aurait été compromise. J'exprime également mes salutations les plus sincères à mes grands parents et aussi à toute la famille qui m'a beaucoup soutenue.

Enfin, l'auteur tourne ses pensées vers sa chère épouse Alexandra pour lui exprimer ma reconnaissance et ma gratitude pour son partage, ses encouragements et sa patience, particulièrement dans les derniers mois de cette aventure.

A la mémoire de mon père Toufik...

Table des matières

INTRODUCTION	1
CHAPITRE 1	5
MICROMANIPULATION DE MICROPARTICULES ET DE FLUIDES	
1.1 ENJEUX DES MICROSYSTEMES	5
1.1.1 Apport de la miniaturisation	6
1.1.2 Effets de la miniaturisation sur les équilibres physiques	7
1.2 LES MICROSYSTEMES MAGNETIQUES (MAG-MEMS)	7
1.2.1 Les avantages et inconvénients des MAG-MEMS	8
1.2.2 La place des aimants au sein des MAG-MEMS	9
1.2.3 Les BIO-MEMS et les BIO-MAG-MEMS	10
1.3 TECHNIQUES DE MANIPULATION EN BIOLOGIE ET EN MICRO-FLUIDIQUE	10
1.3.1 Techniques de manipulation avec contact	11
1.3.2 Techniques de manipulation sans contact en lévitation	20
1.4 INTERETS D'UNE MICROMANIPULATION EN LEVITATION DIAMAGNETIQUE	24
1.4.1 La lévitation : définitions	24
1.4.2 Pourquoi une micromanipulation en lévitation ?	25
1.4.3 Intérêts d'une lévitation diamagnétique	27
1.5 CONCLUSION	28
CHAPITRE 2	31
MICROMANIPULATION DE PARTICULES EN LEVITATION PAR CHAMPS MAGNETOSTATIQUES NON-UNIFORMES	
PRINCIPES ET FONDEMENTS	31
2.1 MAGNETOSTATIQUE	31
2.1.1 Equations de Maxwell	31
2.1.2 Théorème de superposition	33
2.1.3 Relations entre l'induction magnétique et le champ d'excitation	34
2.2 MATERIAUX MAGNETIQUES	35
2.2.1 Matériaux Ferromagnétiques	36
2.2.2 Aimants permanents	38
2.2.3 Matériaux paramagnétiques	39
2.2.4 Matériaux diamagnétiques	40
2.3 THEORIE DE LA MICROMANIPULATION PAR DES CHAMPS MAGNETIQUES	41
2.3.1 Origine de l'effet magnétophorétique	42
2.3.2 Comportement d'une microparticule dans un champ magnétique	46
2.3.3 Formes et modes de la micromanipulation magnétique	49
2.3.4 La diamagnétophorèse	50
2.3.5 La paramagnétophorèse	51

2.3.6	Micromanipulation magnétique en lévitation	52
2.4	METHODOLOGIE DE MODELISATION, DE SIMULATION ET D'OPTIMISATION ...	54
2.4.1	Modélisation des aimants permanents.....	55
2.4.2	Validation de la modélisation de la force.....	56
2.4.3	Optimisation.....	58
2.5	CONCLUSION.....	60
CHAPITRE 3		61
APPLICATIONS DE LA DIAMAGNETOPHORESE		
CONFINEMENT, MATRIÇAGE, GUIDAGE ET EXTENSION AU TRANSPORT DYNAMIQUE DE PARTICULES SANS CONTACT		
3.1	ETUDE D'UN EXEMPLE DIDACTIQUE DE LEVITATION DIAMAGNETIQUE	61
3.1.1	Présentation du dispositif	62
3.1.2	Etude statique	63
3.1.3	Effet d'échelle	65
3.1.4	Effet du champ magnétique.....	67
3.1.5	Impact de la non-uniformité de la force diamagnétophorétique	69
3.1.6	Effet de la dimension du corps en lévitation.....	70
3.1.7	Effet de la variation du gap entre les micro-aimants.....	72
3.1.8	Effet de l'aimantation des micro-aimants	73
3.2	CONFINEMENT DE MICROPARTICULES SANS CONTACT.....	74
3.3	MICROPOSITIONNEMENT SANS CONTACT DE MICROPARTICULES	76
3.3.1	Etude fonctionnelle d'une structure de micropositionnement.....	77
3.4	CANAL DE GUIDAGE ET ACTIONNEMENT DYNAMIQUE A DISTANCE.....	80
3.4.1	Guidage magnétique et actionnement par un effet de gravitation.....	81
3.4.2	Guidage magnétique et actionnement hydrodynamique	87
3.5	CONCLUSION.....	191
CHAPITRE 4		93
VERS UN MICROREACTEUR BIOCHIMIQUE SANS CONTAMINATION		
4.1	DIELECTROPHORESE A ONDE PROGRESSIVE (TW-DEP) : RAPPELS	93
4.1.1	Principe de la diélectrophorèse : modèle dipolaire	94
4.2	GUIDAGE MAGNETIQUE ET ACTIONNEMENT A DISTANCE PAR TW-DEP	97
4.2.1	Présentation du dispositif	97
4.2.2	Configuration du champ électrique	99
4.2.3	Calcul du facteur Clausius-Mossotti d'une cellule	102
4.2.4	Etude fonctionnelle de la partie électrique	103
4.2.5	Etude fonctionnelle de la partie magnétique	104
4.2.6	Etude globale de l'ensemble du dispositif.....	105
4.3	ACTIONNEMENT A DISTANCE PAR UN EFFET DIAMAGNETOPHORETIQUE	106
4.3.1	Présentation du dispositif	107
4.3.2	Principe fonctionnel	108
4.3.3	Calcul du champ magnétique émis par des conducteurs.....	109
4.3.4	Etude fonctionnelle du dispositif.....	110
4.4	CONCLUSION.....	117

CHAPITRE 5	119
REALISATIONS EN MICROTECHNOLOGIE ET PROTOTYPAGES DE STRUCTURES A AIMANTS PERMANENTS	
5.1 ELABORATION DES MICRO-AIMANTS.....	119
5.1.1 Technique d'Electrolyse de CoPt	120
5.1.2 Technique de pulvérisation cathodique triode de NdFeB.....	125
5.1.3 Conclusion sur le dépôt des micro-aimants	132
5.1.4 Intégration simultanée des aimants et des conducteurs	133
5.2 PROTOTYPAGES A L'ECHELLE MILLIMETRIQUE	135
5.2.1 Technique d'électroérosion.....	135
5.2.2 Technique d'assemblage mécanique	137
5.2.3 Conclusion sur les techniques de prototypage.....	138
5.3 CONCLUSION	139
CHAPITRE 6	141
EXPERIMENTATIONS ET CARACTERISATIONS	
MANIPULATIONS DE MICROGOUTTELETTES, CELLULES ET BILLES	
6.1 MANIPULATION DE GOUTTELETTES DANS L'AIR.....	141
6.1.1 Génération des gouttelettes.....	143
6.1.2 Microfluidique digitale dans des pièges magnétiques linéaires.....	145
6.1.3 Microfluidique digitale sur puce.....	146
6.1.4 Microfluidique digitale dans des pièges magnétiques ponctuels.....	153
6.2 MANIPULATION DE CELLULES DANS UN MILIEU PARAMAGNETIQUE.....	156
6.2.1 Configuration d'un milieu cellulaire paramagnétique	156
6.2.2 Protocole expérimental	159
6.3 MANIPULATION DES BILLES MAGNETIQUES	162
6.3.1 Manipulation de billes de latex diamagnétiques.....	162
6.3.2 Manipulation de billes de verre légèrement paramagnétiques.....	164
6.4 CONCLUSION	166
CONCLUSION ET PERSPECTIVES	167
ANNEXES	171
BIBLIOGRAPHIE	177

Introduction

Dans le cadre de la montée en puissance ces dernières années des systèmes d'analyse intégrés, la micromanipulation représente un enjeu majeur. Parvenir à manipuler et/ou caractériser sans contact une entité biologique ou des petits échantillons liquides est une alternative intéressante et un objectif de recherche vaste et ambitieux.

La lévitation est un phénomène physique qui semble avoir beaucoup de potentialités dans le domaine de la manipulation de bioparticules. Elle possède de multiples atouts, surtout s'il s'agit d'entités de nature diamagnétique, ce qui est en effet le cas de l'eau et la quasi-totalité de la matière biologique. La micromanipulation en lévitation permet la suppression des frottements secs et les forces surfaciques très gênantes aux petites dimensions. A la présence seule des frottements visqueux, les corps en lévitation deviennent ainsi beaucoup plus faciles à mouvoir. La lévitation réduit considérablement les risques de contamination et d'adsorption à l'absence de tous contacts physique directs. En effet, l'adsorption et de contamination sont des phénomènes particulièrement gênants lors de la manipulation d'entités biologiques ou de produits ultra-purs. De plus, il est possible d'avoir la lévitation en une forme passive (sans aucun apport d'énergie) connue par la lévitation diamagnétique.

La magnétophorèse est un concept de manipulation magnétique communément utilisé pour accomplir plusieurs types de micromanipulation tels que le confinement, le déplacement, le tri et la séparation de microparticules naturellement magnétiques ou magnétiquement marquées. Elle est connue depuis longtemps à l'échelle macroscopique, par exemple, pour trier à l'aide d'un micro-aimant des micro-objets magnétiques dans un flux de particules. Cependant, la microtechnologie, par l'utilisation de microbobines et plus récemment la mise au point en cours de micro-aimants intégrables, ouvre de nouvelles perspectives d'applications. Dorés et déjà, de nombreuses équipes de recherche travaillent sur l'application de la magnétophorèse à l'échelle micrométrique. La plupart des temps, ils exploitent des forces d'attraction appliquées sur des corps marqués par des billes

superparamagnétiques. Et ce, dans le cadre de l'assemblage de plusieurs fonctions sur une même puce, pour réaliser le concept de laboratoire miniaturisé. Le matricage, le convoyage et le convoyage de particules, figurent parmi ces fonctions les plus ciblées et dans lesquelles la lévitation trouve tout son intérêt.

La jeune équipe Microsystèmes Magnétiques du Laboratoire de Génie Electrique de Grenoble, explore par ses divers travaux les possibilités offertes pour l'exploitation du magnétisme dans le domaine des MEMS. Les applications visées couvrent les micro-sources, les micro-relais, et plus récemment des travaux portant sur la lévitation diamagnétique dans la biologie et le domaine de l'accélérométrie. Cet effort de recherche sur les MEMS magnétiques, et plus spécifiquement sur la lévitation diamagnétique est poursuivi de concert par plusieurs laboratoires de Grenoble. Il s'agit de l'Institut Néel et du CEA-LETI, qui sont nos interlocuteurs pour les aspects d'intégration des aimants et les réalisations microtechnologiques. Une étroite collaboration a été également établie aussi avec le laboratoire Biopuces du CEA de Grenoble afin de développer les aspects biologiques et expérimentaux de cette thèse.

Dans le premier chapitre de ce manuscrit, nous présentons les enjeux de la manipulation dans le domaine de la microbiologie et de la microfluidique, ainsi que les avantages et les contraintes liées à la miniaturisation. Nous établissons ensuite l'inventaire des techniques communément employées pour la micromanipulation des micro-objets biologiques et fluidiques, en mettant l'accent sur les méthodes novatrices issues des micro et nanotechnologies. Cet état de l'art a pour objectif, la valorisation de la manipulation sans contact comme une approche attractive pour la manipulation aux petites échelles dans lesquelles les systèmes classiques de préhensions macroscopiques trouvent leurs limites. Nous présentons à la fin de ce chapitre, le principe physique de notre approche de la micromanipulation magnétophorétique en lévitation de particules en lévitation par reposant sur l'exploitation des propriétés diamagnétiques intrinsèques de la matière.

Nous abordons au début du second chapitre, les fondements théoriques et les lois qui régissent l'effet magnétophorétique. Ensuite, nous dressons l'inventaire des diverses formes de manipulation par des champs magnétiques non-uniformes et nous procédons aussi à leur classification. Cette classification a pour but de refléter au mieux la diversité des effets magnétiques à l'échelle microscopiques de la matière, et aussi les modes de fonctionnement favorables à nos applications. Nous clôturons ce chapitre par la description de la méthodologie utilisée pour la modélisation et la simulation de ces effets magnétiques.

Le premier volet du troisième chapitre est dédié à l'étude d'un exemple didactique de lévitation diamagnétophorétique. Celle-ci nous permettra de décrire les différents paramètres physiques et magnétiques qui régissent ce phénomène magnétique ainsi que les compromis nécessaires. Nous décrivons à travers le second volet de ce chapitre quelques aspects applicatifs de la manipulation par des champs magnétiques non-uniformes. Nous démontrons à travers, la faisabilité du confinement et du matriçage de microparticule sans contact, ainsi que le guidage magnétique de corps en lévitation.

Deux techniques de convoyage de microparticules en lévitation diamagnétique sont abordées au quatrième chapitre. Le convoyage de la première technique repose sur la diélectrophorèse à onde progressive. Elle consiste à exploiter les gradients de phase entre les champs électriques produits par des électrodes interdigitées pour la génération de l'actionnement de corps préalablement en lévitation. La seconde technique d'actionnement est magnétique. L'actionnement repose sur une variation locale des gradients du champ magnétique par des champs magnétiques fortement non-uniformes générés par des conducteurs.

Le cinquième chapitre dresse le bilan des différentes techniques mises en oeuvre pour l'élaboration des dispositifs développés. Nous décrivons au début de ce chapitre, l'électrolyse et la pulvérisation, deux techniques issues des technologies de fabrication collectives utilisées pour l'élaboration des micro-aimants de nos structures. Nous terminerons ce chapitre par la présentation de deux techniques, l'électroérosion et l'assemblage mécanique, utilisées pour l'élaboration de prototypes à l'échelle millimétrique.

Le dernier chapitre est dédié à la présentation de l'ensemble des résultats obtenus grâce aux diverses expériences menées sur les microstructures fabriqués. Ces expériences ont porté sur des gouttes dans l'air ainsi que des cellules et des billes dans des milieux liquides.

Nous clôturons ce mémoire par les principales conclusions correspondant aux travaux présentés, et dresserons quelques perspectives de recherches futures à mener.

Chapitre 1

Micromanipulation de microparticules et de fluides

Historique et état de l'art

Dans de ce premier chapitre, nous attachons à définir la problématique qui a guidé les travaux présentés dans ce mémoire. Dans un premier temps, avant d'aborder la micromanipulation et ses enjeux, il est essentiel d'évoquer les phénomènes physiques qui régissent le micro-monde. En effet, le passage du monde macroscopique au monde microscopique induit un changement complet dans l'appréhension des interactions entre les corps en présence. En effet, les forces surfaciques sont comme leur nom l'indique proportionnelles à la surface. Elles varient donc comme le carré de la dimension. Elles sont ainsi souvent grandes voir même prépondérantes aux petites échelles au regard des forces volumiques telles que le poids et la force d'inertie, qui décroissent relativement beaucoup plus vite avec la dimension.

Nous dressons dans un deuxième temps l'inventaire des moyens existants à l'heure actuelle pour manipuler les microparticules et les fluides. Nous expliquons en quoi les différences fondamentales entre les micro et macro-mondes empêchent la simple miniaturisation de manipulateurs classiques, comme par exemple les manipulateurs de type « pince ». En effet, les objets saisis adhèrent souvent de manière non prévisible à l'un des doigts de la pince. Plusieurs équipes de recherche ont mené des réflexions particulières sur des modes de manipulation alternatifs.

Les solutions alternatives dites sans contact sont en plein essor. Elles sont soutenues par la demande croissante de moyens de micromanipulation adaptés aux spécificités de la microbiologie, la biochimie et la micro-fluidique. Dans cette optique, nous présentons les techniques de manipulation avec et sans contact communément utilisées dans ces domaines. Cela nous permettra ensuite de montrer en quoi les techniques sans contact sont avantageuses aux petites dimensions et d'exposer les principales motivations se trouvant derrière le développement que nous proposons.

1.1 Enjeux des Microsystems

Dans son célèbre discours prononcé en 1959 à Caltech (Etats-Unis), intitulé "There's plenty of room at the bottom" [1], Richard Feynman exhorte la communauté

scientifique à explorer le micromonde. En 2006, quarante-sept ans après ce discours, le marché des MEMS représente déjà plus de 17 milliards de dollars. Les estimations prévoient la poursuite son expansion rapide et tablent sur 25 milliards de dollars à l'horizon 2009 [2]. Ces microsystèmes se définissent comme des dispositifs miniaturisés incorporant d'une manière monolithique des capteurs, actionneurs et/ou dispositifs de traitement de l'information. Le domaine des Microsystèmes est naturellement pluridisciplinaire, dans lequel convergent la physique, la chimie, la biologie, la micro et nano technologie, etc.

Les microsystèmes offrent des applications dans des domaines très variés. Ils ne s'imposeront cependant à terme que dans les domaines dans lesquels leurs caractéristiques sont de réels avantages : dimensions micrométriques (e.g. encombrement restreint, poids négligeable, sensibilité accrue, fiabilité mécanique, faible consommation), possibilité de fabrication collective (e.g. bas coût, gain de temps, reproduction des performances), intégration avec les circuits intégrés. Les inconvénients actuels des microsystèmes sont l'inaccessibilité pour le contrôle et la réparation, la fiabilité à long terme et les problèmes de mise en boîtier et d'encapsulation. La grande diversité des microsystèmes impose aussi des spécificités de réalisation propre à chaque type de microsystème. Cela est difficilement conciliable avec les investissements lourds des microtechnologies, et ne se fait que lentement sur des applications stables dans le temps et des marchés éprouvés.

1.1.1 Apport de la miniaturisation

De nos jours, le micro et nano-mondes ont pris une place cruciale dans les activités scientifiques et industrielles. Le grand public manifeste également à leur rencontre une grande curiosité. Les progrès technologiques substantiels accomplis dans le domaine de la miniaturisation engendrent de véritables révolutions, en dehors du domaine de la microélectronique, et pour ne citer que les domaines en lien direct avec le biomédical et/ou la micro-fluidique :

- En chimie analytique, il est possible d'effectuer des analyses parallèles sur un grand nombre de puces et la miniaturisation permet ainsi de réduire les volumes mis en jeu, les temps et les coûts d'analyses.
- Dans le biomédical, les puces à ADN ont mis à profit les états de surface et la possibilité de réplication massive de structures micro fabriquées pour identifier rapidement des séquences génétiques, permettant par exemple la détection d'un virus.
- En génie des procédés, la miniaturisation rend possible le contrôle des réactions chimiques, améliore la sélectivité et le rendement des réactions.

1.1.2 Effets de la miniaturisation sur les équilibres physiques

Les effets négligeables macroscopiquement deviennent importants à l'échelle microscopique [3], [4]. Les lois de réduction d'échelle modifient les rapports entre les différents types de force, bouleversent les équilibres physiques et modifient les comportements de la matière. Cela conduit à dire que la miniaturisation ne se restreint pas seulement à la résolution de problèmes d'ordre technologiques liés à la fabrication d'objets à une échelle qui nécessite une instrumentation et un savoir-faire spécifiques. La physique de la miniaturisation est une discipline scientifique à part entière. Les lois de variation de quelques grandeurs physiques en fonction des dimensions, sont communément appelées "lois d'échelle". Les lois d'échelle de quelques grandeurs physiques sont reportées sur le [Tableau 1.1](#), en fonction la taille ℓ de l'objet considéré.

Tableau 1.1 Lois d'échelle pour quelques grandeurs physiques [4], [5].

Grandeurs physiques	Lois d'échelle
Force de Van der Waals intermoléculaire	ℓ^{-7}
Rapport surface à volume ou ligne à surface	ℓ^{-1}
Force de stock (chute libre d'un objet dans un fluide)	ℓ^3
Force capillaire	ℓ^1
Vitesse limite (chute libre d'un objet dans un fluide)	ℓ^2
Puissance thermique transférée par conduction	ℓ
Force électrostatique	ℓ^2
Force magnétique aimant - aimant	ℓ^2
Force magnétique aimant - fer	ℓ^2
Force magnétique aimant matériau diamagnétique	ℓ^2
Force magnétique (aimant, fer ou courant)-courant	ℓ^2
Force de la gravité	ℓ^3
Force d'Archimède	ℓ^3
Champ magnétique émis par un aimant	1
Force magnétique sur une densité de courant J constante exercée par un champ extérieur ou un aimant	ℓ^3

1.2 Les Microsystèmes magnétiques (MAG-MEMS)

Pendant de longues années, les recherches portant sur l'actionnement à petites dimensions se sont focalisées le plus souvent sur l'électrostatique comme mode d'actionnement privilégié. Ce type d'actionnement est relativement facile à obtenir à partir

des moyens mis en œuvre par les microtechnologies. Ainsi, durant ce temps dans lequel l'électrostatique a démontré ses performances aux petites dimensions le magnétisme était souvent déconsidéré. Cela se justifie entre autres par le bon nombre d'études défavorables l'actionnement magnétique qui se sont placées en effet dans des hypothèses particulièrement favorables à l'électrostatique et totalement défavorables à l'électromagnétisme [6], [7]. On citera en particulier l'hypothèse consistant à diminuer les dimensions des systèmes magnétiques à densité de courant constante, ce qui est simpliste et ne correspond justement pas aux possibilités offertes par les lois de réduction d'échelle. En effet, la réduction de l'échelle d'un tel dispositif par un facteur donné, permet en outre d'augmenter les densités des courants admissibles par le même facteur. Cette erreur de considérer que la densité du courant comme constante en réduisant l'échelle, a défavorisé fortement les microsystèmes magnétiques, et fausse ainsi toute analyse comparative.

Depuis quelque temps, les MAG-MEMS reprennent une place plus conséquente au sein de la grande famille des microsystèmes. En effet, les MAG-MEMS peuvent développer des forces massiques colossales à condition qu'ils soient bien conçus et adaptés [4]. Leurs applications ne cessent de croître en touchant des domaines plus en plus variés tels que le biomédical, l'industrie automobile et l'aérospatial.

1.2.1 Les avantages et inconvénients des MAG-MEMS

Les MAG-MEMS ont la possibilité d'engendrer de grandes forces massiques à petites dimensions ainsi que d'autres avantages :

- Le contrôle à distance (sans fil), le magnétisme permet facilement le développement de systèmes sans connexions électriques ce qui peut être déterminant pour des structures devant fonctionner sous vide, ou celles implantées dans le corps humain. Ce contrôle à distance peut être obtenu facilement à titre d'exemple par un champ magnétique produit par un aimant permanent externe interagissant avec d'autres éléments magnétiques du microsystème.
- L'actionnement passif, ce que nous voulons indiquer ici par « passif » et la possibilité de générer des actionnements sans aucun apport d'énergie externe. Cela est possible dans le magnétisme grâce aux aimants permanents qui se considèrent comme sources gratuites et permanentes de champ magnétique qui ne connaissent pas d'équivalent dans la plupart des autres types d'actionnement.

- La bistabilité passive, cette bistabilité passive est essentielle pour des systèmes qui doivent présenter un effet mémoire et/ou assurer une fonction dans le cas d'absence de l'alimentation.

Les inconvénients des MAG-MEMS sont aussi nombreux. En particulier, la partielle inadéquation avec les technologies issues de la microélectronique ou plutôt la nécessité de rajouter à ces technologies de nouveaux matériaux et procédés. Par ailleurs il y a d'autres points plus ou moins gênants selon les applications telles que : la puissance consommée, l'échauffement, la pollution électromagnétique due aux champs magnétiques rayonnés. Les concepteurs des MAG-MEMS, sont aussi que partiellement outillés durant leurs tâches. Cela rend ainsi la conception et le dimensionnement de tels dispositifs relativement complexe par rapport aux autres types de MEMS.

1.2.2 La place des aimants au sein des MAG-MEMS

Dans la partie précédente consacrée aux lois d'échelle, les aimants permanents se situent en tête de liste des éléments fortement favorables à la réduction d'échelle. En effet, une réduction d'un facteur ℓ du système se traduira par un gain de ℓ sur la force massique (rapport entre la force et la masse) [3], [4]. Malgré cette grande performance des aimants permanents, les microsystèmes magnétiques restent cependant majoritairement composés de bobines et de matériaux magnétiques doux. L'obstacle majeur qui freine leur utilisation est la difficulté de disposer d'aimants compatibles avec les technologies collectives. Cette situation est en phase d'évolution et les exemples de MEMS intégrant des micro-aimants sont actuellement nombreux tel que le microrelais vertical développé au G2Elab par H. Rostaing [8], dans lequel les aimants sont déposés dans le silicium (Figure 1.1).

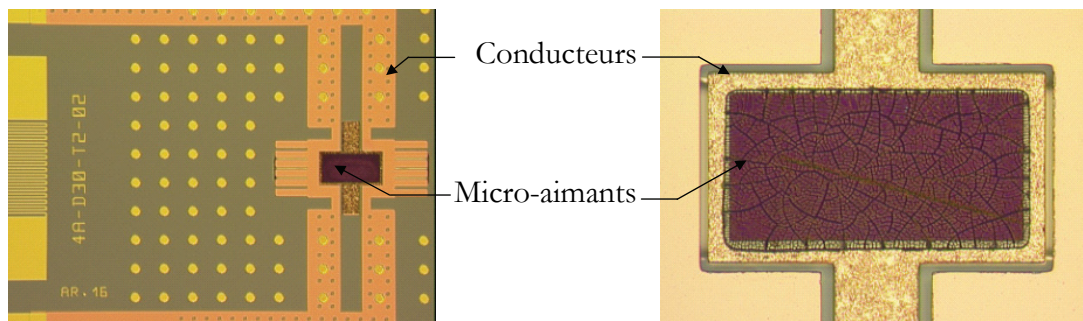


Figure 1.1 Micro-relais bistable vertical avec des micro-aimants intégrés.

1.2.3 Les BIO-MEMS et les BIO-MAG-MEMS

Le domaine biomédical, constitue un des domaines où l'intérêt pour les microsystèmes est maximal du fait de la biocompatibilité du silicium, la réduction des coûts et la possibilité d'effectuer des analyses parallèles. Il est envisageable de créer des systèmes de capteurs et d'actionneurs qui seraient implantés à l'intérieur du corps humain et éventuellement interrogeables à distance. Les applications sont de quatre types (Figure 1.2) : Diagnostique (e.g. pilules d'analyse intelligentes), instrumentation pour la microchirurgie (e.g. micro-pinces), systèmes actifs implantables (e.g. génération de stimuli nerveux) et l'analyse biomédical (e.g. puces à ADN).



Figure 1.2 Exemples de BIO-MEMS, (a) pilule d'analyse intelligente, (b) micro-pince, (c) puce électronique implantée pour la stimulation des muscles, (d) puces à ADN.

L'intérêt du magnétisme dans le domaine de la biologie aux petites dimensions à travers les BIO-MAG-MEMS, est apparu très tôt relativement aux autres applications des microsystèmes magnétiques. Les aimants ont été et restent le moteur de cette motivation grâce à l'aspect passif (pas de consommation d'énergie) et leur pouvoir d'engendrer des forces colossales à distance et entre autres, à travers la peau, sans effets invasifs. Les conducteurs (ou bobines) et les matériaux doux sont utilisés respectivement pour l'aspect dynamique (actionnement commandé par un courant) et pour véhiculer et/ou concentrer le champ magnétique.

1.3 Techniques de manipulation en biologie et en micro-fluidique

Aujourd'hui, la manipulation appliquée au micro et au nano-monde constitue un enjeu extraordinaire. Les domaines dans lesquels on entrevoit déjà de multiples applications dans le : le biomédical, la chimie des matériaux et la biotechnologie, qui constituent aussi des débouchés importants pour la plupart des techniques de micromanipulations. Bien que d'autres définitions coexistent, le terme micromanipulation, dans son sens large, désigne l'exploitation d'une force extérieure pour accomplir des tâches à une échelle variant du

micromètre à quelques millimètres. Ces tâches se déclinent dans le domaine de la biologie et la biochimie sous diverses formes tels que : le micropositionnement, la réalisation de mélanges et la mise en réseau. La micromanipulation peut être réalisée *avec* ou *sans contact*. Ces termes font référence à la présence ou non de contacts physiques directs entre le manipulateur et l'objet à manipuler. La micromanipulation dans le domaine de la biologie est sujette de difficultés particulières liées à la fois à la nature de l'objet manipulé et à son milieu. Ces problèmes sont ceux de la micromanipulation en général, auxquels s'ajoutent souvent ceux liés à la biocompatibilité. Dans ce qui suit, nous présentons à travers quelques réalisations, les techniques de micromanipulation avec et sans contact (en lévitation) les plus répondues.

1.3.1 Techniques de manipulation avec contact

1.3.1.1 Manipulation par diélectrophorèse positive (DEP)

Pohl fut en 1951 le premier à employer le terme « diélectrophorèse » pour désigner le déplacement induit sur une particule polarisable, par l'action d'un champ électrique non-uniforme continu ou alternatif [9]. Le mot est en partie emprunté au grec -phoresis, signifiant mouvement, le préfixe dielectro- ayant été choisi pour évoquer l'origine du phénomène, c'est-à-dire la polarisation de milieux diélectriques sous l'effet d'un champ électrique [10]. Cette technique de manipulation est active (requière l'application de tensions électriques aux électrodes pour engendrer un champ électrique).

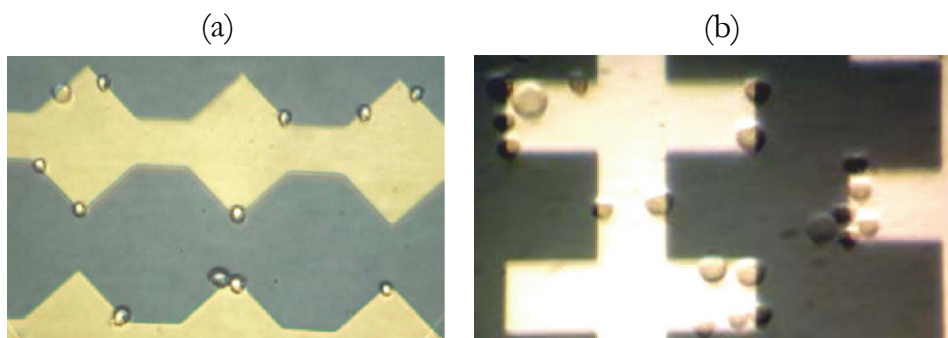


Figure 1.3 (a-b) Cellules Jurkat attirées vers le bord des électrodes sous l'effet de la diélectrophorèse positive.

Frénéa en 2003 a mené des expériences de diélectrophorèse pour étudier le comportement de cellules Jurkat avec un dispositif d'électrodes ayant la forme de peignes interdigités (Figure 1.3) [11]. Dans une configuration d'une diélectrophorèse dite positive,

les cellules polarisées par le champ électrique sont attirées vers les électrodes (Figure 1.3). Cet effet diélectrophorétique attractif est fonction de la fréquence des tensions sinusoïdales appliquées aux électrodes, la conductivité et la permittivité des cellules ainsi que celles du milieu dont lequelles se trouvent.

1.3.1.2 Manipulation par un guide d'onde

L'expérience inaugurale dans ce domaine a été réalisée en 1992 par Kawata et Sugiura [14]. Ils ont en effet observé le mouvement et le piégeage de billes micrométriques de latex et de verre dans le champ évanescent formé à l'interface d'un prisme de saphir éclairé en réflexion totale par un faisceau laser d'une puissance modérée de 150 mW. La particule flotte et glisse le long de l'interface à la vitesse de quelques microns par seconde sous l'effet des photons tunnels (Figure 1.4).

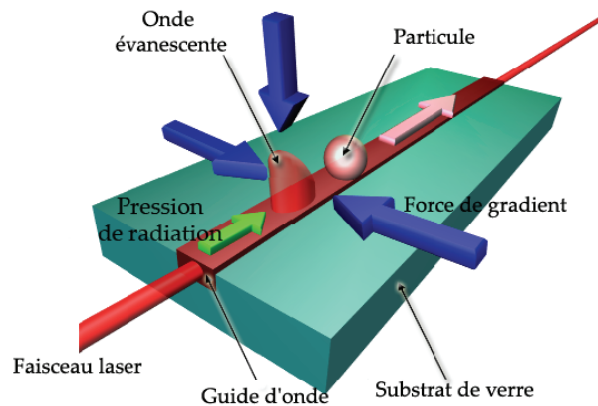


Figure 1.4 Schéma du principe de la manipulation de particules par un guide d'onde. Les forces de gradient attirent et piègent les particules sur le guide d'onde et la pression de radiation les propulse le long de celui-ci. L'indice de réfraction du milieu entourant les particules doit être supérieur à celui de ces particules.

Plus précisément, dans des conditions où l'indice de réfraction du milieu entourant les particules est supérieur à celui des particules, celles-ci seront attirées et piégées dans la zone de forte intensité (le dessus du guide d'onde) par les forces de gradient et propulsées dans la direction de propagation de la lumière par la pression de radiation. Dans certains cas où les guides sont multi-modes, les particules peuvent se déplacer suivant différentes "trajectoires optiques" dans la largeur du guide en avançant sur celui-ci. Il est important de noter que les performances de propulsion et du piégeage sont théoriquement maximales lorsque : i) l'indice optique du guide d'onde est le plus élevé possible, et ii) que l'indice optique de la particule est le plus élevé possible par rapport à celui du milieu environnant.

Colas a menée des expériences de propulsion de cellules par le biais de billes de latex placées dans le milieu de celles-ci (Figure 1.5) [15]. Les billes piégées sur le guide repoussent en effet les cellules présentes sur leur trajectoire (la transparence relative des cellules permet de voir les billes les propulsant). Cette propulsion se reproduit sur plusieurs microns (mise en évidence du déplacement par les lignes pointillées), avant que la cellule finisse par sortir du guide et ainsi ne pourrait être plus propulsée par les billes.

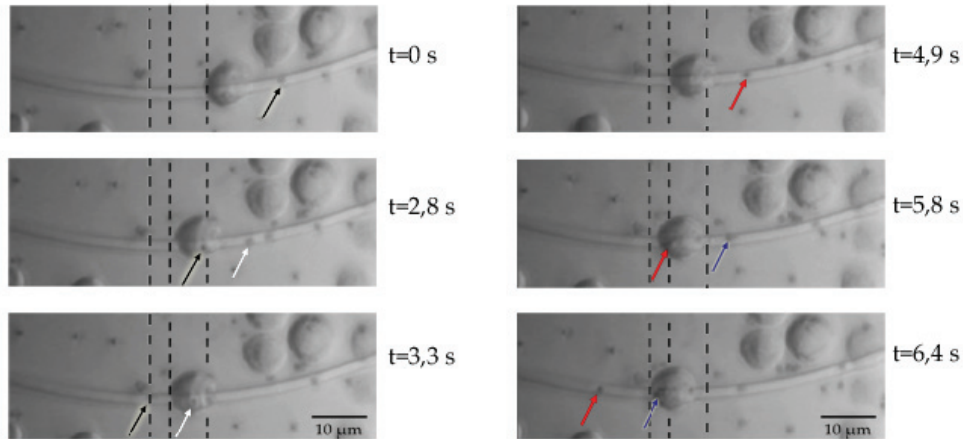


Figure 1.5 Démonstration de la propulsion optique d'une cellule Jurkat par des billes sur un guide en nitrure de silicium.

1.3.1.3 Manipulation par pinces optiques

Ashkin et al. ont mis en évidence dans les années 70, la possibilité de dévier une bille en l'éclairant par faisceau laser [16], [17]. Cette découverte a ouvert la voie à la création des pinces optiques, outils capables de guider ou piéger un micro-objet, une cellule ou un fragment d'organite cellulaire. La technique employée utilise une force exercée par le laser sur les objets, appelée pression de radiation. Cette force est bien connue des astronomes, Kepler a montré en 1619 que la lumière émise par le soleil était à l'origine de déplacements de la matière. L'avènement du Laser a permis d'envisager l'utilisation de la pression de radiation pour la manipulation d'objets terrestres de tailles microscopiques. Le principe est le suivant (Figure 1.6) : un rayon traverse une lentille hautement convergente, ce qui se traduit par un transfert de quantité de mouvement de la lumière vers la sphère. Il en résulte l'apparition de forces optiques F_a et F_b , d'autant plus grandes que l'intensité lumineuse est élevée (sur le schéma $F_a = F_b$). La force $F_{a+b} = F_a + F_b$, s'exerçant sur la sphère tend à la diriger dans la direction où la lumière est la plus intense. La sphère est ainsi amenée dans

une position stable, au centre du faisceau, au niveau du point focal. Tout déplacement du faisceau lumineux modifie l'équilibre des forces exercées et induit à son tour un déplacement de l'objet.

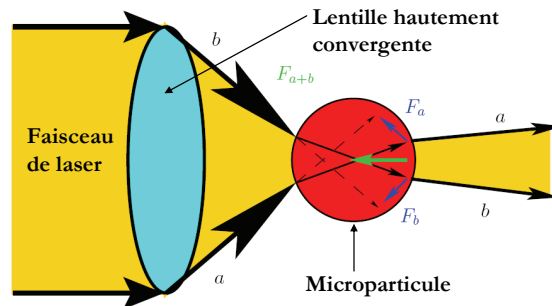


Figure 1.6 Schéma du piège optique à un seul faisceau laser.

La puissance des lasers utilisés pour réaliser une pince-optique est typiquement comprise entre 0.1 et 1 W, tandis que leur longueur d'onde se situe généralement entre 700 et 1060 nm. Le choix de ces paramètres doit permettre de minimiser l'absorption lumineuse par l'échantillon, afin de réduire les risques de détériorations thermiques ou photochimiques. A titre indicatif, la force engendrée par de tels faisceaux lasers est de l'ordre de 0.5 à 50 pN. Ashkin [18] et Reichle [19] recommandent par ailleurs l'emploi de rayons infrarouges pour réduire le risque d'altération des entités manipulés.

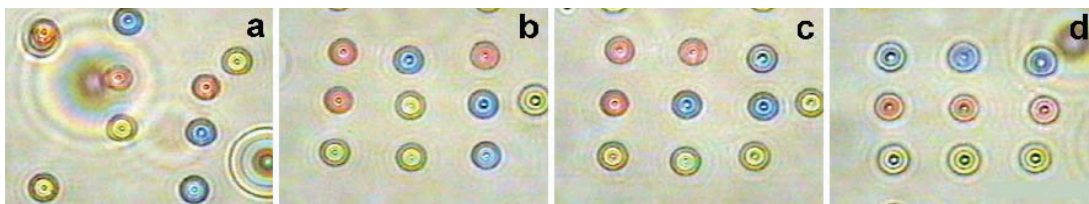


Figure 1.7 Piégeage simultané de plusieurs billes de polystyrène de couleurs différentes à l'aide d'un ensemble de rayons lumineux. La méthode, interactive, permet de reconfigurer à loisir les réseaux de pièges optiques par ordinateur, selon des critères imposés par l'utilisateur. L'image (d) montre ainsi les billes triées en fonction de leur couleur.

Les procédés de manipulation par pinces laser présentent de nombreux avantages, dont la possibilité de mesurer précisément l'intensité des forces exercées par ces méthodes optiques. Ce contrôle permet non seulement de préserver l'intégrité des objets manipulés, mais aussi d'analyser les propriétés élastiques de certains matériaux biologiques [23].

Néanmoins, ces techniques nécessitent un équipement important, prohibant leur utilisation dans le cadre d'applications portables ou intégrées. Parmi les nombreuses applications, on retiendra certains travaux, comme ceux de Rodrigo [20], reposant sur la génération de réseaux de pièges optiques pour le micropositionnement de plusieurs particules en parallèle (Figure 1.7).

Les pinces optiques sont capables de manipuler des micro-objets dont la taille varie de 25 nm environ (taille critique pour réussir le piégeage) à 32 μm en milieux aqueux [21]. La vitesse de déplacement est relativement grande (220 $\mu\text{m}/\text{s}$ pour une particule de 2.68 μm environ et une puissance laser de 128 mW) [16]. Cependant, la manipulation d'objets par pinces optique n'est pas dénuée de défauts :

- Tout d'abord, le choix de la longueur d'onde du laser va déterminer la gamme de dimensions sur laquelle on peut agir, et l'efficacité obtenue.
- Ensuite, la cible doit être transparente, et présente un indice de réfraction supérieur à son milieu environnant. Il est possible d'utiliser des objets intermédiaires, mais l'opération en devient d'autant plus délicate.
- Enfin, l'équipement nécessaire pour utiliser la manipulation optique est relativement complexe, et n'est pas aussi intégrable à l'heure actuelle.

La manipulation optique constitue donc un formidable outil pour agir sur des objets répondant à certains critères, en particulier en laboratoire pour des études spécifiques, mais ne constitue pas une solution générique.

1.3.1.4 Manipulation par magnétophorèse

Très récemment, Tanase et al. ont développé une technique de matricage de cellules (fibroblastes de souris, 3T3) couplées à des nanofils de Nickel associés à une protéine, par l'utilisation d'une matrice de permalloy ($\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{71}$) [22] (Figure 1.8). La forme des plots est ellipsoïdale ce qui entraîne la formation de deux pôles magnétiques nord et sud. Ces deux pôles sont situés dans les deux extrémités de chaque plot de permalloy. A la présence d'un champ magnétique de 2 mT généré par un macroaimant externe, l'ensemble (nanofil + protéine+ 3T3) est attiré vers une des deux extrémités du plot le plus proche. L'ensemble est aligné horizontalement selon l'axe majeur de l'ellipsoïde. Cette orientation horizontale est induite par la différence de moments magnétiques selon la longueur et la largeur du nonofil.

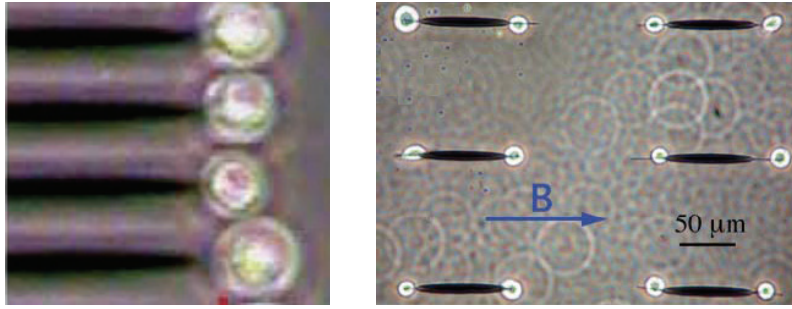


Figure 1.8 Matriçage de cellules couplées à des nanofils de FeNi à l'aide de plots en permalloy interagissant avec un champ magnétique produit par un aimant externe.

Une autre technique d'actionnement et de piégeage de microbilles magnétiques par des courants a été développée par Lee et al. en 2004 [23]. Le dispositif comporte deux niveaux superposés séparés par un isolant, comportant chacun 10 conducteurs parallèles (Figure 1.9 (a)). Les deux niveaux sont placés d'une manière à avoir un croisement perpendiculaire entre les conducteurs des deux niveaux. Les billes magnétiques (Dynal M-280 de $2.8 \mu\text{m}$) utilisés possèdent une surface externe fonctionnalisée afin d'éviter leur agglomération. L'actionnement des billes est obtenu par le contrôle des conducteurs actifs de la structure. D'autres variantes du système a été élaborées (Figure 1.9 (b)) dont le but est le confinement et la concentration des billes magnétiques. D'autres tests portant sur des cellules de levure marquées par ces billes magnétiques ont été également réalisés. Plusieurs types de manipulation ont été réalisés (e.g. micropositionnement, déplacement).

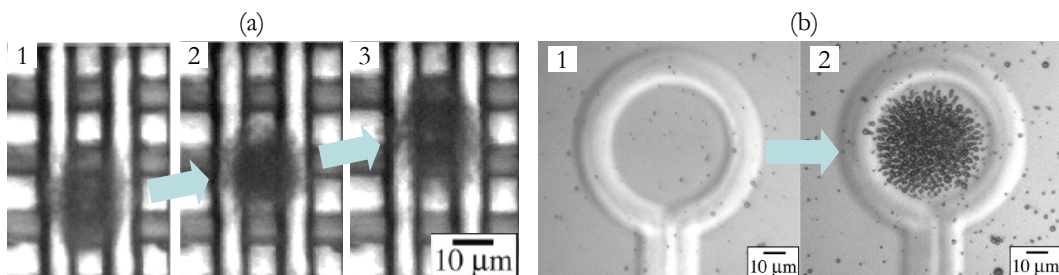


Figure 1.9 (a) Actionnement d'un groupe de billes superparamagnétiques, (b) piégeage de billes super paramagnétiques.

En 2006, Rostaing et al. proposent un microactionneur de biomolécules [24]. Le dispositif comporte un micro-serpentin combiné avec un macro-aimant externe. Le micro-aimant externe est en effet utilisé pour renforcer le champ magnétique issu du passage des courants dans le micro-serpentin et ainsi d'augmenter avec les forces magnétiques

engendrées. Le changement du sens du courant dans le micro-serpentin permet l'inversement du signe de la force horizontale appliquée sur les billes magnétiques (Figure 1.10). Le changement du signe de la force, induit l'inversement aussi du sens du déplacement des billes. Ce sens de mouvement alterné des billes réalise le mélange des biomolécules se trouvant dans la suspension.

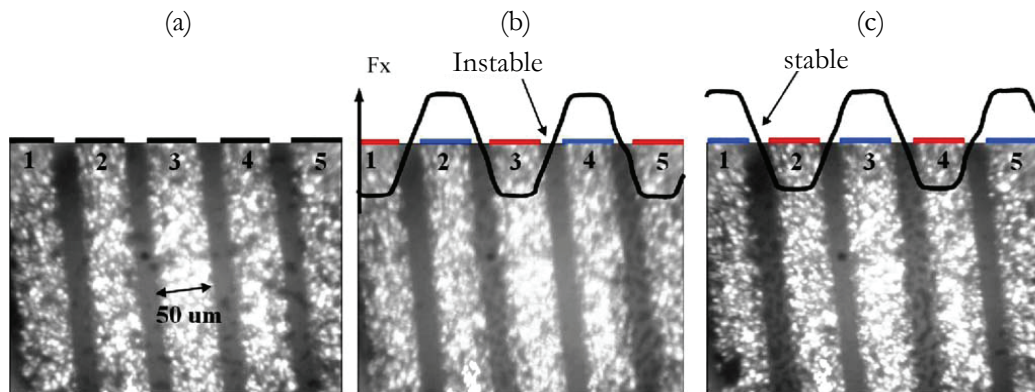


Figure 1.10 (a) Aperçu des billes dans la suspension sans courant, (b) le micro-serpentin est alimenté et les billes sont concentrées entre les conducteurs 2-3 et 4-5 du dispositif, (c) inversion du courant, les billes sont cette fois-ci concentrées entre les conducteurs 1-2 et 3-4.

Pamme et al. ont mis en oeuvre un procédé pour la séparation de microparticules magnétiques en fonction leurs susceptibilités et leurs tailles [25]. Les microparticules sur lesquelles a porté l'expérience sont de deux groupes de billes distincts. Le premier groupe comporte des billes paramagnétiques de $2 \mu\text{m}$ de taille et d'une susceptibilité magnétique massique de $1.12 \times 10^{-4} \text{ m}^3 \cdot \text{kg}^{-1}$. Le second groupe contient des billes diamagnétiques en polystyrène de $4.5 \mu\text{m}$ de taille et d'une susceptibilité magnétique massique de $1.6 \times 10^{-4} \text{ m}^3 \cdot \text{kg}^{-1}$. L'intensité du champ magnétique et le débit constituent les principaux paramètres pour contrôler le débattement des particules (Figure 1.11). La séparation commence par l'injection de la suspension comportant un mélange de ces billes dans une chambre laminaire d'écoulement. Un champ magnétique est appliqué d'une manière perpendiculaire au sens de l'écoulement. Les billes dévient progressivement du sens de l'écoulement laminaire. L'ampleur du débattement de chaque bille de l'écoulement laminaire est fonction de sa taille et de sa susceptibilité magnétique. Ainsi les billes peuvent être séparées et puis récupérées depuis deux sorties différentes du dispositif.

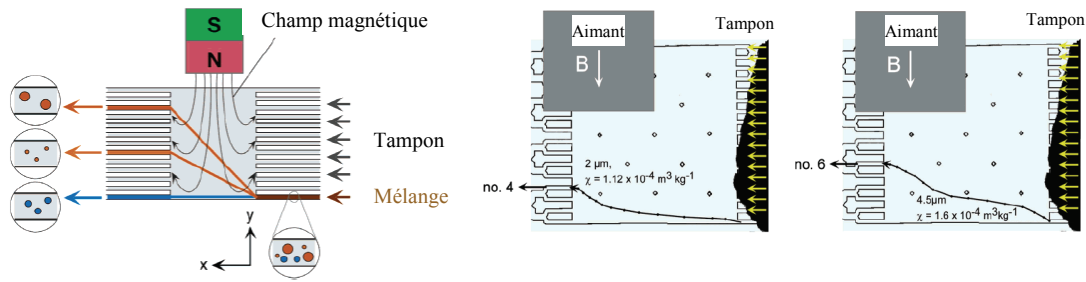


Figure 1.11 Procédé de séparation par un champ magnétique produit par un aimant permanent externe.

1.3.1.5 Micromanipulation de gouttes en canal

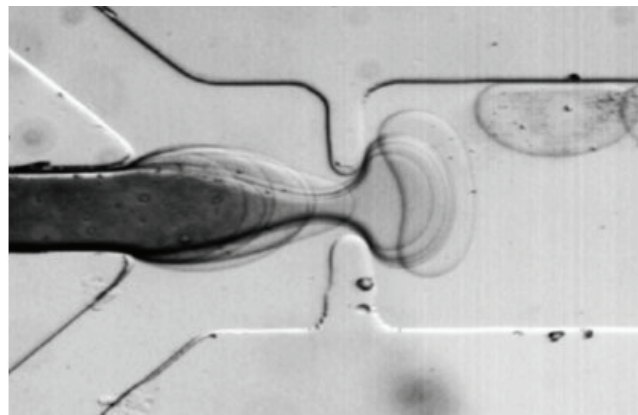


Figure 1.12 Superposition d'images correspondant aux étapes de formation d'une goutte d'eau d'un ~ 1 nL dans du huile.

Les Microsystèmes fluidiques occupent une grande partie du marché actuel des MEMS, souvent sous la forme de têtes d'impression [2]. La "micro-fluidique en canal" est actuellement une discipline en plein expansion et essor : elle permet d'envisager le transport, le mélange et la manipulation de liquides ou de gouttelettes discrètes dans des canaux de la taille d'un cheveu (Figure 1.12). Cette discipline promet de révolutionner les biotechnologies en permettant par exemple, de diviser une petite goutte de sang en de milliers de microgouttes plus petites afin d'établir de milliers d'analyses biologiques en parallèle. Cette technologie constitue une alternative à bas coût à l'encontre des méthodes macroscopiques qui requièrent des quantités beaucoup plus grandes et des temps de réaction assez longs. Les Microsystèmes fluidiques se déclinent en plusieurs formes : micro-pompes, valves, mélangeurs, etc. Cependant certains d'entre eux sont difficilement intégrables dans des systèmes comme les laboratoires sur puces. Les technologies silicium

ont joué un rôle considérable dans le développement des MEMS en général et participe notamment au développement de la micro-fluidique. Cependant, l'utilisation d'autres matériaux comme le verre, le PDMS¹, le PMMA², peuvent contribuer à transformer considérablement la micro-fluidique en allégeant les techniques de fabrication des micro-canaux qui constituent une partie importante dans tous les dispositifs micro-fluidiques.

1.3.1.6 Micromanipulation hydrodynamique de fluides

La micromanipulation hydrodynamique de fluides est communément utilisée pour maîtriser les flux et les pressions dans des microcanaux fluidiques fabriqués en technologie microsystèmes. L'utilisation de ces techniques hydrodynamiques a donné lieu à la conception de diverses architectures permettant de placer ou déplacer des objets, le plus souvent biologiques, selon des schémas prédéfinis. Beaucoup de systèmes de ce type ont été développés pour des applications de tri cellulaire. Cependant, le tri cellulaire est, pour simplifier, la combinaison d'un outil de mesure ou de détection et un outil de déplacement/séparation. Krüger [26] a réalisé un système de tri de cellules, dont la fluorescence est détectée par un système optique relié à un ordinateur. Les cellules sont amenées dans des canaux formant un «X» incliné (Figure 1.13). L'injection d'un autre liquide par l'autre canal incident permet de dévier le flux. L'inconvénient de cette technique est que le flux dévié est légèrement contaminé par le liquide servant de barrage.

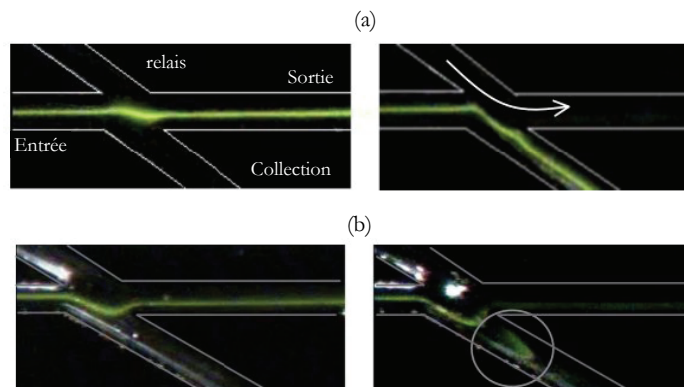


Figure 1.13 Aperçu des flux de liquides au croisement des canaux, (a) un liquide témoin met en évidence le fonctionnement du système, (b) un liquide contenant des cellules est soumis à l'expérience.

1. PDMS : acronyme de Polydiméthylsiloxane.

2. PMMS : acronyme de Polyméthacrylate de méthyle.

1.3.1.7 Micro-fluidique digitale par électromouillage

L'électromouillage (ElectroWetting On Dielectric, EWOD) est une technique permettant une micro-fluidique digitale à base de microgouttelettes [27]. Zaho et al. ont démontré la capacité de prélever des microbilles pour les immerger ensuite dans un milieu liquide [28]. Cette opération est assurée par une gouttelette en mouvement actionnée par des électrodes qui absorbent les microbilles se trouvant le long de son parcours. Le dispositif (Figure 1.14 (a)) est composé d'une couche diélectrique hydrophobe déposée sur des électrodes. Lorsque la goutte repose sur les deux électrodes à la fois, l'application d'un champ électrique sur une seule des deux électrodes va entraîner un étalement de la goutte et son glissement vers l'électrode activée. C'est ainsi que les gouttes sont pilotées sur un dispositif comportant une matrice d'électrodes (Figure 1.14 (b)).

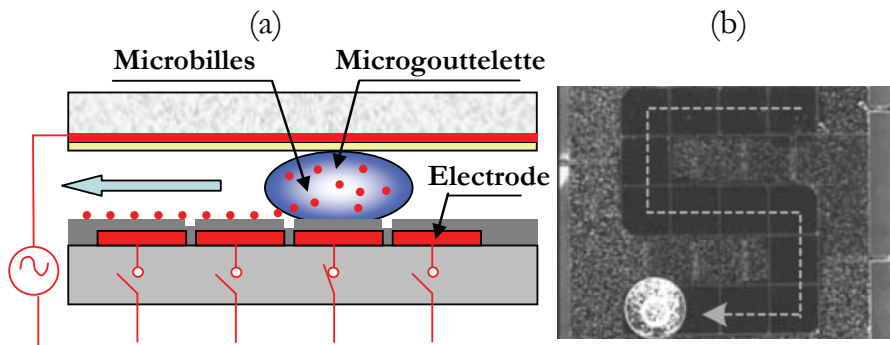


Figure 1.14 Utilisation du principe de l'électromouillage pour la réalisation de mélanges billes-gouttelettes, (b) absorption des billes de verre se trouvant le long du parcours de la gouttelette.

1.3.2 Techniques de manipulation sans contact en lévitation

La lévitation se décline sous plusieurs formes en fonction des effets utilisés pour stabiliser et maintenir l'objet lévitant sans contact physique avec son environnement proche. Les formes les plus répandues sont : magnétophorétiques, diélectrophorétiques, optiques. Dans ce qui suit nous allons développer chacune de ces formes à travers des réalisations souvent citées dans la littérature.

1.3.2.1 Diélectrophorèse négative et l'Electro-rotation (ROT)

Le projet MeDICS est un projet franco-italien achevé en 2005, financé par la Communauté Européenne. Il a permis le développement d'un microsysteme trieur de cellules basé sur la diélectrophorèse [29]. La diélectrophorèse permet de polariser des

particules diélectriques dans un champ électrique non uniforme, et ainsi de générer des forces sur les particules, qui sont répulsives dans le cas de cette configuration (Figure 1.15). Le dispositif comporte un réseau planaire d'électrodes indépendantes sur la surface de silicium. Un champ sinusoïdal est appliqué sur l'électrode centrale et l'onde en contre-phase est appliquée aux électrodes périphériques et au capot (absent du dessin). Cette configuration génère une cage à la dimension de l'électrode au dessus du substrat. Grâce à des champs électriques non-uniformes, chaque cellule entourée par des électrodes actives se trouve piégée sans contact mécanique dans une sorte de cage virtuelle de la taille de la cellule. Lorsque l'on déplace cette configuration dans le plan, la cellule suit "son piège" et se déplaçant. Ce déplacement peut être contrôlé sur toute la surface active de la puce. Cette technique de micromanipulation est très performante lorsqu'il s'agit de manipuler des corps uniques. Cependant, le nombre des électrodes qui doivent être activées augmente rapidement si plusieurs particules sont manipulées à la fois. Cela rend le mécanisme d'activation des électrodes et leur contrôle très complexe et augmente également beaucoup les risques d'échauffements.

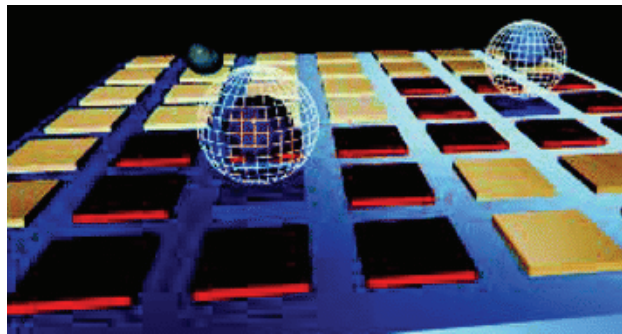


Figure 1.15 Micropositionnement et transport de cellules par des cages diélectrophorétiques.

Bien que la diélectrophorèse conventionnelle se base sur l'utilisation de champs électriques stationnaires, une autre technique connue par l'électro-rotation (ROT) consiste à induire un mouvement rotatif sur une particule exposée à un champ tournant. Cette technique connue par le terme d'électro-rotation, a été mise au point dans les années 80 par Arnold et Zimmermann [18], [19]. Le champ tournant appliqué est engendré par un dispositif comportant quatre électrodes (Figure 1.16). Les électrodes sont commandées par des signaux électriques alternatifs en quadrature de phase et de fréquence de 1 MHz. Le

déphasage entre les signaux de commande se traduit par un champ électrique tournant qui induit un couple s'exerçant sur la particule et provoquant ainsi sa rotation avec une vitesse de 60 deg.s^{-1} . Les auteurs ont utilisés ce principe notamment pour connaître la vivacité des ovocytes humains. En effet, les propriétés diélectriques semblent changer en fonction de l'état de la cellule. On peut donc avec une expérience d'électro-rotation tester la viabilité d'une cellule biologique.

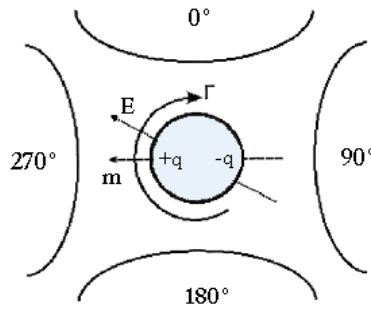


Figure 1.16 Lorsque l'angle entre le champ électrique E et le moment électrique m est compris entre 0 et 180° , le sens de rotation de la particule est contraire à celui du champ électrique.

1.3.2.2 Optique

La [Figure 1.17](#), illustre le schéma de principe général d'une pince optique. Un faisceau laser gaussien est fortement focalisé grâce à un objectif de microscope de grande ouverture numérique en un spot de taille limitée par la diffraction. Le gradient d'intensité du faisceau incident attire les microparticules en direction du point focal, au contraire de la pression de radiation qui tend à les repousser. Dans des conditions précises, où la force de gradient domine, une particule peut être piégée efficacement dans les trois dimensions au niveau du point focal. L'éclairage d'une particule ayant un indice optique supérieur à celui du milieu environnant par un faisceau gaussien fortement focalisé a pour effet d'attirer et piéger efficacement la particule vers le centre du faisceau. Le piégeage de la particule est assuré si l'on considère la réfraction de deux faisceaux lumineux excentrés ([Figure 1.17](#)) [30]. La conservation de la quantité de mouvement du système "lumière + particule" impose une force de rappel vers l'axe du faisceau laser, là où le champ est le plus intense. Ce piégeage est assez important pour contrer l'effet de la gravité et réaliser une lévitation optique comme dans l'expérience historique d'Ashkin, dans laquelle l'auteur a parvenu à faire léviter des microparticules en contrant la gravité par la pression de radiation [35]. L'utilisation d'un faisceau très focalisé augmente l'importance des forces de gradient et

permet de piéger efficacement les particules dans les trois dimensions de l'espace, au niveau du point focal laser. Le déplacement des particules est alors réalisé par le mouvement du faisceau focalisé.

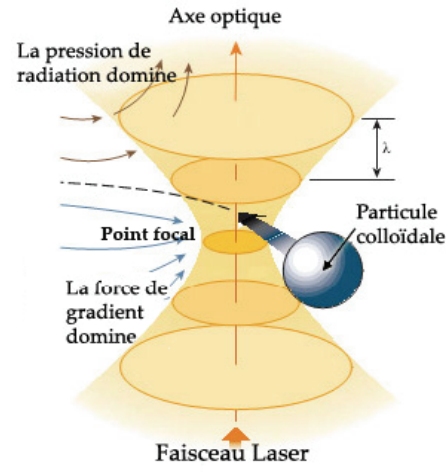


Figure 1.17 Schéma de principe d'une pince optique. Les pinces optiques utilisent un faisceau laser fortement focalisé pour piéger des objets. Le gradient d'intensité du faisceau convergent attire les petits objets, comme des particules colloïdales, vers le point focal, alors que la pression de radiation tend à les expulser. Dans des conditions où la force de gradient domine (au voisinage du point focal), une particule peut être piégée en trois dimensions au niveau du point focal.

1.3.2.3 Magnétique

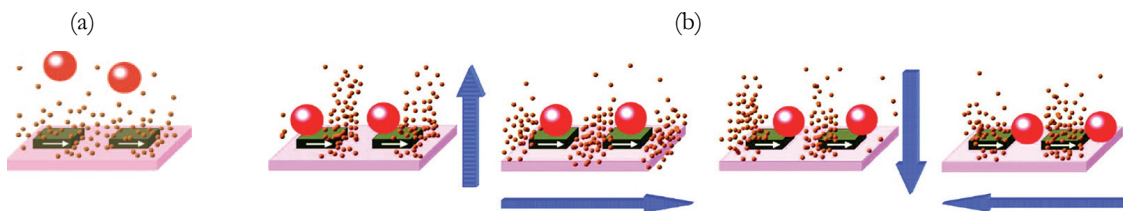


Figure 1.18 (a) Lévitiation de billes de latex en l'absence d'un champ magnétique externe, (b) un modèle de transport des billes de latex par rotation du champ magnétique externe.

Une méthode de transport et de micropositionnement de microparticules sans contact (en lévitation) a été présentée par Yellen et al. [31]. Le dispositif est constitué de patterns de cobalt d'une épaisseur de 70 nm, déposés au-dessus d'un substrat de silicium ou de verre. L'aimantation rémanente de ces patterns de cobalt est d'environ 1 T (Figure 1.18). En l'absence du champ magnétique externe, les nanoparticules magnétiques présentes dans

le fluide, exercent une force de répulsion sur des billes de latex et les maintiennent ainsi en lévitation au-dessus de la surface du dispositif. Lorsque le champ magnétique externe est activé, les nanoparticules sont attirées vers les positions dans lesquelles les gradients du champ magnétique sont plus intenses appelés « pièges magnétiques ». Les pièges magnétiques peuvent être déplacés dynamiquement en changeant l'orientation du champ magnétique externe par rapport à l'aimantation des micro-aimants du dispositif. Ainsi chaque bille de latex se déplace en suivant son piège magnétique.

1.4 Intérêts d'une micromanipulation en lévitation diamagnétique

1.4.1 La lévitation : définitions

Depuis toujours, la lévitation a suscité la fascination de l'homme. Elle semble avoir été surtout rapportée par les mystiques ou attribuée à des actes de sorcellerie. Notons aussi que la lévitation est également un thème contemporain fréquent au sein de la science-fiction, notamment dans les mangas et les jeux vidéo. La lévitation est également présente dans certains produits ludiques. Le produit le plus courant est sans doute le Lévitron[®] (Figure 1.19). Ce dernier permet de faire léviter une toupie formée d'un aimant permanent au-dessus d'un autre aimant.



Figure 1.19 Aperçu d'un Lévitron[®] : une toupie qui lévite au-dessus d'un aimant.

De nos jours, la lévitation est bien étudiée et utilisée de différentes manières (e.g. train à lévitation magnétique). Elle est constatée expérimentalement en dehors de tout contexte mystique ou religieux. Ceci étant, le terme de lévitation a souvent été utilisé à tort et prêté à confusion. Une définition n'ayant pas de caractère d'exhaustivité, peut être formulée ainsi : *« Tout objet, quelle que soit sa nature, lévite s'il est suspendu et maintenu en équilibre stable au mépris des lois de gravitation, sans qu'il soit en contact physique avec objet quelconque »*. La

lévitation s'utilise plus communément dans l'air et s'applique sur des êtres (et/ou des objets). Cependant la lévitation peut être réalisée dans le vide ou dans des environnements fluidiques. Les forces employées pour contrarier la gravitation et stabiliser l'objet lévitant déterminent sa nature. Ainsi, la lévitation peut être d'origine magnétique, électrostatique, aérodynamique, acoustiques, etc. De plus, les termes *passive* ou *active* s'ajoutent pour spécifier la manière avec laquelle la lévitation est produite. Les termes : passive et active, dénotent respectivement s'il y a un apport d'énergie externe ou pas, afin de produire le phénomène physique mis en œuvre (magnétique, électrostatique, etc.). A titre exemple, dans la lévitation par un champ magnétique, ce dernier peut être produit d'une manière active par le biais d'un électroaimant (des conducteurs qui véhiculent des courants électriques), ou d'une manière passive par un aimant permanent. De la même manière, la lévitation peut être classifiée en fonction de la nécessité ou pas d'un dispositif de stabilisation. En effet, l'utilisation de phénomènes physiques (e.g. magnétiques, électrostatiques) fait que très souvent la lévitation est naturellement instable. D'où l'implication de dispositifs de commande et de contrôle (e.g. capteurs, contrôleurs) est plus qu'indispensable pour la stabiliser. Ceci se traduit par l'utilisation du terme "lévitation asservie" pour désigner tout type de lévitation dont la régulation est indispensable pour assurer la stabilité de l'objet lévitant. Par opposition, le terme de lévitation non asservie est employé pour désigner les types de lévitation naturellement stables (sans un mécanisme de régulation). Les termes caractérisant la lévitation d'un point de vue d'utilisation de sources d'énergies externes ou non : active ou passive, et ceux décrivant la nature par laquelle la stabilité est assurée : asservie ou non asservie, sont souvent associés pour décrire d'une manière plus efficace la lévitation. En écartant la forme de lévitation : *passive asservie* qui n'est pas possible parce que le terme asservie rend la lévitation forcément active. Ils existent donc 3 formes de lévitation possibles : *active asservie*, *active non asservie* et *passive non asservie ou simplement passive*. Notons par ailleurs, de par les phénomènes physiques mis en œuvre, que la manifestation de certaines formes de lévitation n'est pas possible. A titre d'exemple, la lévitation aérodynamique sous la forme passive ou encore la lévitation électrostatique sous la forme non asservie.

1.4.2 Pourquoi une micromanipulation en lévitation ?

La taille, la nature de l'objet à manipuler, et le milieu dans lequel se trouve, sont des critères importants dans le choix de la méthode de micromanipulation. La manipulation dite « avec contact » implique un contact physique direct entre l'objet à manipuler et l'outil

de manipulation utilisé. Aux l'échèles macroscopiques, lorsque des forces intenses sont requises pour manipuler un objet, les techniques de micromanipulation avec contact sont généralement les meilleures candidates. A l'absence de besoin de fortes forces, la micromanipulation sans contact est cependant souvent plus avantageuse aux petites dimensions. A ces échelles les forces surfaciques deviennent prépondérantes aux regards des forces volumiques. Les forces surfaciques telles que les forces de friction et de contact varient en effet comme le carrée de la dimension. Elles sont ainsi souvent grandes devant les forces volumiques telles que le poids ou la force d'inertie qui varient comme le cube de la dimension. En pratique, le poids dans le monde microscopique devient négligeable face aux forces surfaciques pour des objets de dimension caractéristique inférieure au millimètre. Parmi ces forces surfaciques qui jouent un rôle important aux petites échelles, on peut citer :

- les forces de Van der Waals, forces d'interaction entre les molécules de deux corps en présence.
- les forces électrostatiques, force de Coulomb classiques, qui dépend des charges acquises par les surfaces.
- les forces capillaires, ou tension superficielle, c'est la tension qui existe à la surface de séparation de deux milieux. Cet effet permet par exemple aux insectes de marcher sur l'eau, à la rosée de ne pas s'étaler sur les pétales de fleurs.
- les forces de friction, qui apparaît également comme un phénomène physique important lors de la micromanipulation. A l'échelle macroscopique, la friction donne naissance à une force de frottement qui s'oppose au mouvement, lorsque deux surfaces sont en contact.

Les microparticules sont beaucoup plus sensibles aux déformations locales causées par les contacts que les objets macroscopiques. En effet, les macro-objets peuvent compenser plus facilement les perturbations locales sur les microparticules qui les composent, ces perturbations étant très largement noyées dans la quantité de particules totale. Cependant, les micro-objets peuvent approcher des dimensions critiques pour lesquelles la déformation locale va influencer sur les propriétés globales de l'objet. Un exemple typique est la cellule biologique. Souvent extrêmement souple, tout instrument ou objet mécanique interagissant avec elle va provoquer une déformation, et probablement altérer certaines de ses propriétés. De plus, les risques de contamination et d'adsorption doivent

être réduits au maximum afin d'assurer le succès du processus de micromanipulation.

La micromanipulation de microparticules en lévitation pourrait être donc une solution très attrayante lorsqu'il s'agit d'éliminer le contact mécanique entre les microparticules et le dispositif de micromanipulation. Elle permet la suppression des frottements secs et les forces de friction et la micromanipulation devient ainsi plus aisée. Elle permet aussi de minimiser la contamination, d'adsorption et les risques de détérioration des microparticules, observées dans les méthodes de micromanipulation avec contact. Cependant, la micromanipulation en lévitation n'est pas toujours sans contraintes, ni parfois sans effets secondaires. Le faisceau optique d'un laser peut échauffer un objet, ou être inutilisable dans le cas d'un objet opaque. Un champ électromagnétique sera contraignant en termes d'échauffements produits qui peuvent endommager quelques entités biologiques sensibles. Une technique hydrodynamique ne peut placer un objet en un point arbitrairement défini au cours de l'expérience. L'utilisation de la diélectrophorèse est souvent contrainte par la conductance des milieux de suspension.

1.4.3 Intérêts d'une lévitation diamagnétique

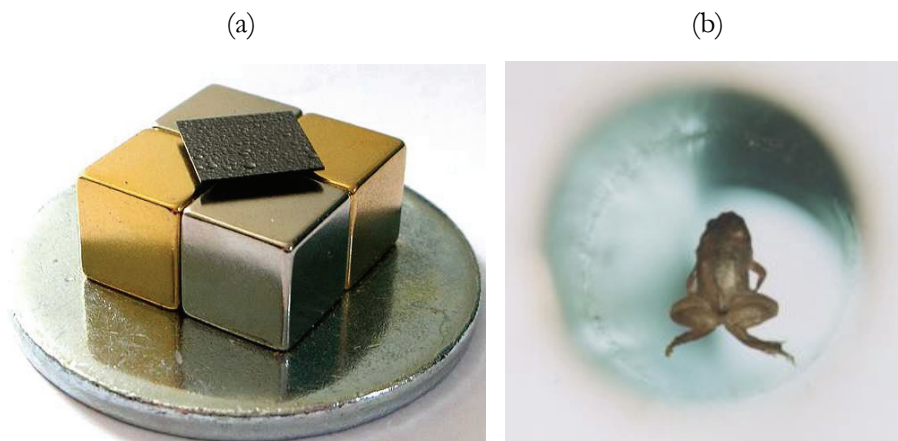


Figure 1.20 (a) Lévitation passive et stable d'un pavé de graphite pyrolytique au-dessus d'une structure d'aimants permanents (b) Une grenouille en lévitation active au-dessus d'une bobine Bitter qui produit un champ magnétique de 16 T [32].

Plusieurs techniques de lévitation coexistent : électrostatiques, acoustiques, fluidiques, etc. Cependant, le magnétisme est le seul ou presque, permettant une lévitation passive (sans consommation d'énergie et sans asservissement). En particulier, les aimants permanents sont des sources de champ magnétiques abondantes et gratuites. Ces sources de champ magnétique peuvent être exploitées pour produire une lévitation passive (Figure 1.20 (a)). La stabilité de cette lévitation pourrait être obtenue à l'aide d'un effet magnétique

présent dans toute la matière d'une manière plus ou moins importante, et quasi-dominant dans de la matière biologique. Il s'agit d'un effet connu par le terme de *diamagnétisme* (cf. [chapitre 2](#)), négligeable ou presque macroscopiquement et qui devient convenablement efficace aux petites échelles. En effet, ce phénomène est tout à fait présent à l'échelle macroscopique. Cependant, il ne pourrait être efficace d'une manière passive que pour des entités fortement diamagnétiques et/ou de faibles densités volumiques tel que le graphite pyrolytique. A nos échelles, la lévitation d'objets faiblement susceptibles est très difficile tels que le vivant et l'eau. Cela nécessite des champs magnétiques colossaux d'une valeur typique de 16 T ([Figure 1.20 \(b\)](#)), produits par des sources actives qui très gourmandes en énergie (bobines supraconductrices ou bobines Bitter). Ces dispositifs sont difficilement intégrables et non compatibles avec les technologies collectives.

Les lois de réduction d'échelles sont très favorables au diamagnétisme aux petites dimensions. La force qui s'exerce sur un corps diamagnétique en lévitation, est en effet fonction du produit entre le champ magnétique et son propre gradient (cf. [chapitre 2](#)). De ce fait, au lieu d'utiliser des champs magnétiques intenses, nous démontrons à travers ces travaux qu'il est tout à fait possible aussi d'utiliser que des champs magnétiques faibles ayant des gradients extrêmement forts. Ces champs sont produits par des aimants permanents aux petites dimensions (conformément aux lois d'échelles en magnétisme). Autrement dit, tout ce qui est difficile et complexe à faire léviter macroscopiquement même avec des moyens actifs, devient facile et simple à faire léviter aux petites échelles, d'une manière passive et également compatible avec les techniques de fabrication collectives. C'est ce que ces travaux se proposent de démontrer.

1.5 Conclusion

L'étude présentée dans ce chapitre montre que les systèmes de micromanipulation ne peuvent pas copier directement les systèmes classiques de préhension macroscopique. Deux raisons majeures sont évoquées. Tout d'abord, les lois physiques qui régissent le monde microscopique, ont tendance à favoriser les effets d'adhésion qui, malgré un effort important de modélisation théorique, restent en pratique peu prévisibles. De ce fait, les techniques de manipulation sans contact sont particulièrement plus avantageuses aux petites échelles par rapport aux approches de micromanipulation dites avec contact. Le second point provient de la nature même des objets utilisés dans la microbiologie ou la biochimie, qui sont souvent sensibles à une éventuelle adsorption et/ou contamination qui

peuvent être occasionnées par les méthodes avec contacts. Ces deux facteurs rendent les méthodes de micromanipulation avec contact difficilement reproductibles, susceptibles d'imprécision et surtout souvent inadaptées aux applications ultra-pures et les exigences de biocompatibilité de la microbiologie.

Dans cette optique, nous avons présenté à la fin de ce chapitre un nouveau concept de micromanipulation passif sans contact, en exploitant les propriétés diamagnétiques de la matière et également les avantages des aimants permanents. Le fondement théorique de cette nouvelle approche de micromanipulation, ainsi que la manière avec laquelle a été utilisée, sont abordées dans les chapitres suivants.

Chapitre 2

Micromanipulation de particules en lévitation par champs magnétostatiques non-uniformes Principes et fondements

Nous débutons ce chapitre par un premier volet dédié aux lois fondamentales qui régissent le domaine de la magnétostatique. Ensuite nous donnons un aperçu sur les matériaux magnétiques et également les différentes manières avec lesquelles réagissent à la présence d'un champ magnétique non-uniforme. Dans le deuxième volet de ce chapitre, nous introduisons l'approche de micromanipulation dite « magnétophorétique » utilisée dans nos travaux. On s'attachera à présenter ses fondements théoriques ainsi que toutes les différentes formes dans lesquelles se décline. Cela nous permettra de désigner les configurations les plus favorables à la mise en oeuvre d'une micromanipulation en lévitation. Nous proposons ensuite une nouvelle classification des différentes configurations de cette technique de micromanipulation, en fonction de la nature magnétique de l'objet manipulé. Nous introduirons à travers cette nouvelle classification une nouvelle terminologie qui nous semble plus précise que le seul terme de la « magnétophorèse » employé dans l'état de l'art. En effet, la terminologie actuelle nous semble trop générale et donc imprécise, et qui en plus ne répond pas au mieux à la spécificité de l'actionnement magnétique qui dépend fortement de la nature magnétique de l'objet manipulé. Le dernier volet de ce chapitre est dédié à la description de la méthodologie adoptée ainsi qu'aux outils mis en oeuvre pour la modélisation, la simulation et l'optimisation des structures issues de ce travail de thèse.

2.1 Magnétostatique

Le terme magnétostatique est utilisé pour désigner les phénomènes magnétiques dans lesquelles le champ magnétique est invariant dans le temps et dans l'espace.

2.1.1 Equations de Maxwell

Les équations de Maxwell sont une formulation générale du champ électromagnétique. Elles sont décrites par :

$$\overrightarrow{\text{rot}} \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (2.1)$$

$$\text{div} \vec{E} = - \frac{\rho}{\varepsilon_0} \quad (2.2)$$

$$\text{div} \vec{B} = 0 \quad (2.3)$$

$$\overrightarrow{\text{rot}} \vec{B} = \varepsilon_0 \mu_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \mu_0 \vec{j} \quad (2.4)$$

\vec{E} et \vec{B} sont respectivement les vecteurs du champ électrique et de l'induction magnétique. ρ et \vec{j} représentent respectivement la densité volumique de charges et le vecteur de la densité de courant. μ_0 et ε_0 sont respectivement la perméabilité et la permittivité du vide. En magnétostatique, le fait que les sources électriques sont inexistantes et que la variation de l'induction magnétique est nulle en fonction du temps, cela se traduit par :

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = 0 \quad (2.5)$$

$$\frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = 0 \quad (2.6)$$

Dans ce cas, les équations de Maxwell se récrivent de la manière suivante :

$$\overrightarrow{\text{rot}} \vec{E} = 0 \quad (2.7)$$

$$\overrightarrow{\text{rot}} \vec{B} = \mu_0 \vec{j} \quad (2.8)$$

Le vecteur \vec{j} est en effet la somme de deux courants volumiques : \vec{j}_{in} et \vec{j}_{ext} :

$$\vec{j} = \vec{j}_{in} + \vec{j}_{ext} \quad (2.9)$$

\vec{j}_{in} et \vec{j}_{ext} sont respectivement le courant volumique interne au matériau et la densité du courant externe. En magnétostatique, à l'absence de bobines ou de conducteurs comme sources de champs magnétiques, les courants extérieurs et ainsi \vec{j}_{ext} sont nuls. L'aimantation \vec{M} , est liée aux courants internes par la relation de Feynman [33], [34] :

$$\vec{j}_{in} = \overrightarrow{rot} \vec{M} \quad (2.10)$$

Ainsi, l'équation (2.8) devient :

$$\overrightarrow{rot} \vec{B} = \mu_0 \overrightarrow{rot} \vec{M} \quad (2.11)$$

Par conséquent, le champ d'induction magnétique \vec{B} produit par un élément magnétique possédant une aimantation \vec{M} , vérifie les relations suivantes :

$$div \vec{B} = 0 \quad (2.12)$$

$$\overrightarrow{rot} \vec{B} = \mu_0 \overrightarrow{rot} \vec{M} \quad (2.13)$$

Les équations (2.12) et (2.13), permettent de définir \vec{B} de manière unique pour une aimantation \vec{M} donnée. On peut alors démontrer que l'unicité de \vec{B} permet de décrire ce même champ vectoriel comme le rotationnel d'une fonction vectorielle unique :

$$\vec{B} = \overrightarrow{rot} \vec{A} \quad (2.14)$$

\vec{A} est appelé le *potentiel vecteur*, utilisé le plus souvent comme intermédiaire de calcul de l'induction magnétique \vec{B} produite par une distribution de courants donnée ou encore une aimantation \vec{M} . Si on connaît le potentiel vecteur \vec{A} produit par une source magnétique avec une aimantation donnée, il est alors possible de déterminer les composantes de l'induction magnétique \vec{B} dans tout point de l'espace.

2.1.2 Théorème de superposition

Les équations de base de la magnétostatique (2.7) et (2.8) sont linéaires en \vec{B} et \vec{j} . Ceci implique que le théorème de superposition est applicable dans le cas de la magnétostatique tant que les matériaux et les milieux sont linéaires. Cela n'est plus exact lorsque des phénomènes plus complexes comme la saturation magnétique des matériaux ferromagnétiques sont présents. Des non linéarités peuvent aussi résulter de la présence d'aimants de médiocre qualité. Leur faible coercivité peut alors conduire à des

désaimantations possibles. Le théorème de superposition est utile lorsqu'il s'agit de déterminer le champ d'induction magnétique en un point de l'espace produit par plusieurs sources de champ magnétique. Le champ résultant est alors la somme de chaque contribution indépendante due à la polarisation magnétique. Prenons l'exemple de deux aimants qui engendrent deux champs magnétiques \vec{B}_1 et \vec{B}_2 . En un point de l'espace, le champ d'induction magnétique total \vec{B}_0 engendré par ces deux sources est donné par :

$$\vec{B}_0 = \vec{B}_1 + \vec{B}_2 \quad (2.15)$$

En effet, ainsi que nous le verrons, les sources d'induction (aimants permanents) et les matériaux magnétiques employés dans nos travaux (matériaux diamagnétiques), sont parfaitement modélisables dans le cadre de cette hypothèse de comportement linéaire et donc de superposition.

2.1.3 Relations entre l'induction magnétique et le champ d'excitation

Dans le vide et l'air, les vecteurs du champ d'induction magnétique \vec{B} et du champ d'excitation magnétique \vec{H} , sont colinéaires :

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} \quad (2.16)$$

Dans un milieu magnétique isotrope quelconque, ces vecteurs restent colinéaires. Le champ d'induction dans ce cas est issu de la superposition du champ d'excitation \vec{H} et de l'aimantation \vec{J} :

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

Or, l'aimantation est proportionnelle au champ d'excitation :

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

Avec : χ = la susceptibilité magnétique du matériau

Ainsi, l'induction magnétique se réécrit de la manière suivante :

$$\vec{B} = \mu_0(\chi + 1)\vec{H} = \mu_0\mu_r\vec{H} = \mu\vec{H} \quad (2.19)$$

Avec :

- μ = perméabilité absolue
- μ_r = perméabilité relative du matériau

2.2 Matériaux magnétiques

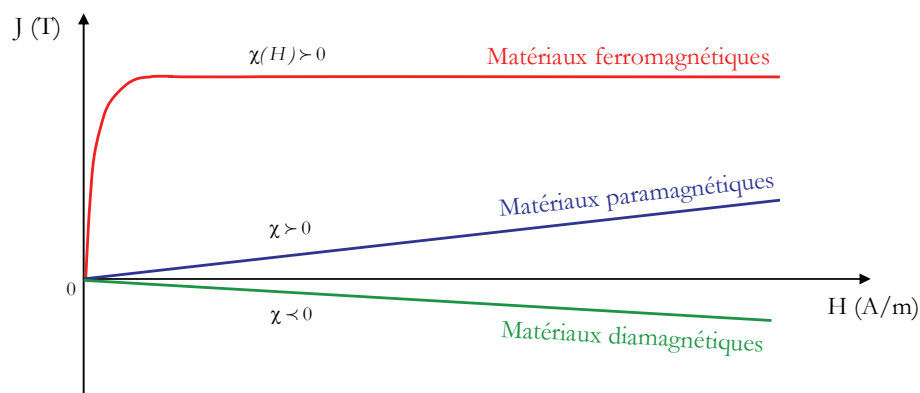


Figure 2.1 Illustration du comportement magnétique des corps magnétiques : la courbe $J(H)$ est linéaire dans le cas des matériaux paramagnétiques et diamagnétiques et non linéaire dans le cas des matériaux ferromagnétiques.

Ils existent dans la nature, différents matériaux aux propriétés magnétiques. Ces matériaux sont dits *matériaux magnétiques*. Ces corps présentent la particularité de devenir une source de champ magnétique sous certaines conditions. Très souvent les phénomènes magnétiques observés dans ces matériaux sont très faibles à l'état naturel. Ainsi, pour la plupart de ces corps, les propriétés magnétiques ne se manifestent réellement qu'en présence d'un excitateur. Lorsque les corps sont soumis à un champ magnétique extérieur, un champ magnétique induit est engendré par le corps magnétique lui-même. La direction de l'aimantation moyenne obtenue suite à l'application du champ extérieur, dépend de la nature magnétique du matériau constituant ce corps. La susceptibilité magnétique χ est une grandeur caractéristique des matériaux magnétiques. Elle prend des valeurs différentes, positives ou négatives, d'un matériau magnétique à l'autre. D'un matériau à l'autre, la susceptibilité magnétique peut prendre une valeur constante ou varier en fonction du champ

magnétique d'excitation \vec{H} appliqué (Figure 2.1). En fonction de cette susceptibilité magnétique, les matériaux sont classés en trois grandes familles : ferromagnétiques, paramagnétiques et diamagnétiques.

2.2.1 Matériaux Ferromagnétiques

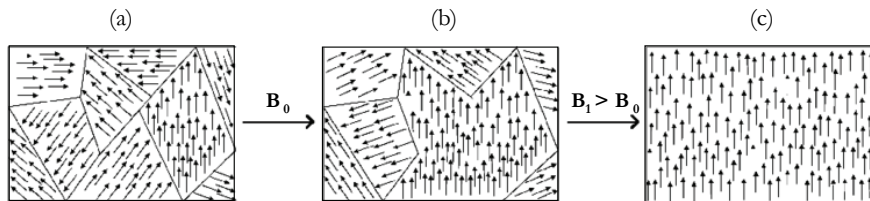


Figure 2.2 Orientation des domaines de Weiss dans un matériau ferromagnétique, (a) sans champ d'excitation externe, (b) à la présence d'un champ extérieur, (c) saturation du matériau à la présence d'un champ magnétique extérieur conséquent.

A l'état d'équilibre, sans application d'un champ magnétique extérieur, l'aimantation totale dans le matériau est nulle. Les matériaux ferromagnétiques peuvent être cependant fortement aimantés en présence d'un champ magnétique extérieur. Cette aimantation est orientée dans le même sens que le champ extérieur imposé, et augmente jusqu'à une valeur dite de saturation. Dans ce cas, tous les domaines de Weiss [35], [36] sont orientés dans la même direction (Figure 2.2). En effet, à l'échelle microscopique, les atomes orientent spontanément leur moment magnétique dans une direction commune à l'intérieur des domaines de Weiss. Dans ces domaines, l'aimantation résultante est plutôt très grande. Cependant l'aimantation des matériaux ferromagnétiques persiste plus ou moins lorsque le champ magnétisant est supprimé. Cette catégorie de matériaux magnétiques couvre les matériaux magnétiques qui se caractérisent avec une très grande susceptibilité magnétique tels que le fer pur, le nickel et le chrome. Ces matériaux affectent fortement le module et l'orientation champ magnétique dans lequel sont plongés. De plus, si le champ magnétique est non-uniforme, une force d'attraction se crée, dont l'action tend à faire rapprocher ces corps ferromagnétiques vers les zones de champ les plus intenses pour qu'ils puissent minimiser leur énergie magnétique. La susceptibilité des matériaux ferromagnétiques n'est pas constante et dépend du champ magnétique. Elle peut redevenir unitaire au delà d'un certain seuil de champ d'excitation en raison d'une saturation (on parle de saturation magnétique). Nous indiquons dans le tableau ci-dessous les valeurs maximales de la susceptibilité de quelques matériaux ferromagnétiques (Tableau 2.1).

Matériaux ferromagnétiques	La susceptibilité magnétique volumique maximale χ_{\max}
Cobalt	250
Fer	1000
Mumétal	100000
Nickel	600

Tableau 2.1 Susceptibilité magnétique de quelques matériaux ferromagnétiques.

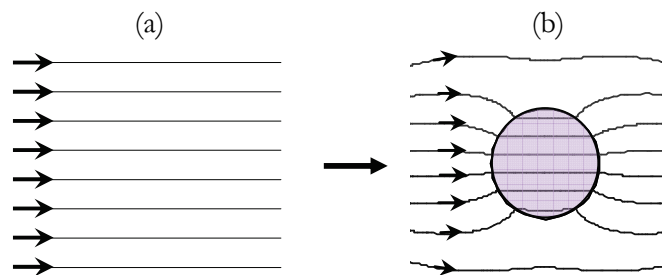


Figure 2.3 Isovaleurs de la densité du flux magnétique issu d'une source magnétique seule, (b) modification de cartographie de la densité du flux magnétique suite à la présence d'un corps ferromagnétique.

A cause des valeurs très élevées de la susceptibilité magnétique des matériaux ferromagnétiques, celle-ci pourrait être assimilée à la valeur de leur perméabilité. Les matériaux ferromagnétiques ont aussi la propriété de canalisation et/ou de concentration du champ d'induction magnétique (Figure 2.3). La présence d'un corps ferromagnétique dans un champ magnétique produit par une source excitatrice, introduira des modifications sur ce champ perceptibles par la concentration des lignes de la densité du flux à l'intérieur du corps ferromagnétique (Figure 2.3). La famille des matériaux magnétiques compte deux variantes :

Matériaux magnétiques doux et durs

L'aimantation jusqu'à la saturation des matériaux doux se fait facilement avec un champ magnétique extérieur relativement faible. Une forte aimantation persiste lorsqu'on cesse d'appliquer ce champ extérieur. Cependant cette aimantation se dissipera facilement sous l'action d'un champ magnétique inverse ou coercitif (Figure 2.4), d'un choc ou d'une faible élévation de la température. Le fer, les ferrites et les aciers de fer et nickel sont des exemples typiques de matériaux magnétiques doux. A l'inverse, les matériaux durs sont plus rigides et nécessitent un très fort champ extérieur magnétique pour les saturer (Figure 2.4).

Leur aimantation peut être considérée comme rémanente et permanente car les domaines resteront bloqués et auront besoin de beaucoup d'énergie pour rebasculer (e.g. un champ inverse supérieure au coercitif ou élévation de la température).

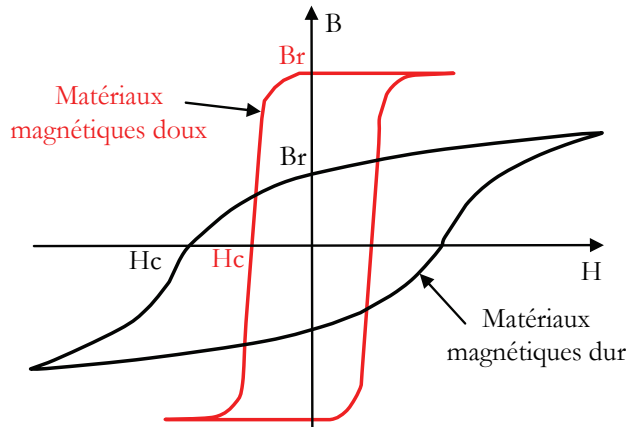


Figure 2.4. Cycles d'hystérésis des matériaux doux et durs.

2.2.2 Aimants permanents

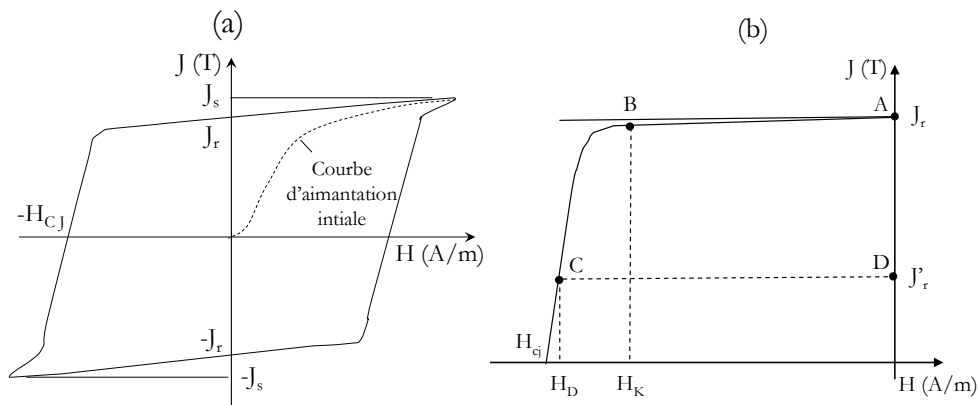


Figure 2.5 (a) Courbe d'hystérésis d'un aimant permanent, (b) la courbe de désaimantation.

Les aimants permanents font partie de la famille des matériaux ferromagnétiques durs. Ils sont connus à l'état naturel depuis longtemps. La *Pierre d'aimant* (aimant naturel) a été découverte dans la ville de Magnésie en Asie mineure. Ces matériaux conservent une magnétisation magnétique permanente dont l'effet le plus sensible est d'attirer un morceau de fer. Le premier ouvrage : *De magnete* sur les aimants est apparu en 1600. Son auteur, William Gilbert (1544 - 1603), essaya de créer des aimants artificiels, en utilisant le champ

magnétique terrestre pour magnétiser des barres de fer. Les aimants sont caractérisés par la courbe d'hystérésis: connue aussi par la courbe $J(H)$ qui caractérise l'évolution de la polarisation magnétique J en fonction du champ d'excitation H (Figure 2.5 (a)). La courbe de la première aimantation révèle la non-linéarité de ces matériaux. La courbe d'hystérésis dans le second quadrant (J positif, H négatif) permet de déduire des informations sur la désaimantation des aimants permanents. Cette partie de la courbe est communément appelée *courbe de désaimantation* (Figure 2.5 (b)). On constate que la polarisation magnétique diminue légèrement le long du tronçon AB . Cette effet est totalement réversible tant que la valeur du champ d'excitation magnétique reste inférieur à H_K , appelé champ critique. Au-delà de cette valeur, les moments magnétiques commencent à s'orienter d'une manière irréversible dans le sens opposé. Si par exemple le champ d'excitation magnétique est annulé en C , la polarisation magnétique va revenir en D , en suivant une ligne quasiment parallèle à la droite AB . La valeur du champ H_K est importante car elle caractérise la limite de réversibilité au-delà de laquelle les moments magnétiques s'orientent d'une manière irréversible. Autrement dit, c'est un stade au-delà de lequel l'aimant commence à perdre d'une manière irréversible son aimantation initiale.

2.2.3 Matériaux paramagnétiques

L'agitation thermique dans les matériaux paramagnétiques provoque l'orientation des domaines dans toutes les directions avec une égale probabilité. Ceci explique pourquoi ces corps n'exhibent qu'une faible manifestation magnétique à l'état naturel. Les matériaux paramagnétiques s'aimantent faiblement dans le sens du champ magnétisant. Leur aimantation cesse dès que le champ magnétisant est supprimé. Cette catégorie englobe la plupart des sels et un grand nombre de minéraux contenant du fer en faible quantité, tels que la biotite et la pyrite. Il est à noter qu'au-delà d'une certaine température dite de Curie, tous les ferromagnétiques deviennent paramagnétiques. Les valeurs de susceptibilité magnétique sont est très petite par rapport à celles des matériaux ferromagnétiques à cause des électrons non appariés de la substance. Les spins et les mouvements orbitélares créent des moments magnétiques moléculaires non nuls et permanents qui s'alignent sur le champ externe. Les matériaux paramagnétiques ont une susceptibilité magnétique toujours positive d'une valeur typique comprise entre 10^{-6} et 10^{-4} (Tableau 2.2). Ces matériaux concentrent également les lignes de la densité du flux magnétique mais beaucoup moins que les matériaux ferromagnétiques (Figure 2.6).

Matériaux paramagnétiques	Susceptibilité magnétique volumique χ
Sodium	8.6×10^{-6}
Aluminium	7.7×10^{-6}
Manganèse	1.2×10^{-4}
Tantale	1.1×10^{-6}
Tungstène	3.5×10^{-6}

Tableau 2.2 Susceptibilité magnétique d'exemples de matériaux paramagnétiques

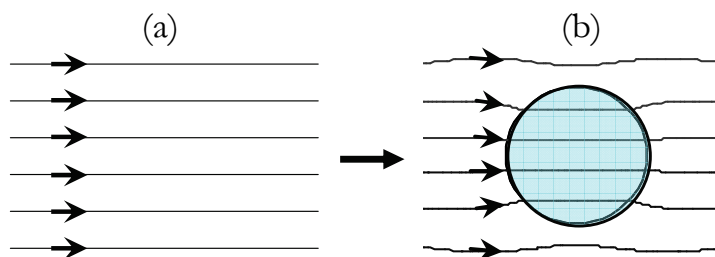


Figure 2.6 (a) Isovaleurs de la densité du flux magnétique issu d'une source magnétique seule, (b) modification de la cartographie de la densité du flux magnétique suite à la présence d'un corps paramagnétique.

2.2.4 Matériaux diamagnétiques

En 1847, lors d'une expérience de magnéto-optique, Faraday découvre les corps diamagnétiques. En effet, la plupart des entités présentes dans la nature sont diamagnétiques, en particulier l'eau, le vivant et la quasi-totalité de la matière biologique et organique. Cette propriété, le plus souvent universelle à la matière, va donner toute son importance pratique au développement de cette thèse. Les substances diamagnétiques s'aimantent faiblement dans le sens opposé au champ magnétisant. Leur aimantation cesse dès que le champ magnétisant est supprimé. Dans cette catégorie, la valeur de la susceptibilité magnétique est négative est très faible en module ($< 10^{-3}$) par rapport aux matériaux ferromagnétiques (Tableau 2.3). Cela implique que le champ magnétique produit par ces substances diamagnétiques de par la présence d'un champ magnétique extérieur est très négligeable à son regard. Ce groupe inclut également plusieurs minéraux qui ne contiennent pas de fer tels que : quartz, le carbonate et le calcium. Cette catégorie contient aussi des non minéraux comme la matière organique et les plastiques. Dans une substance diamagnétique soumise à un champ magnétique, il se produit une circulation d'électrons

provoquant une aimantation globale alignée en sens inverse du champ magnétique appliqué. A l'encontre des matériaux ferromagnétiques et paramagnétiques, la substance diamagnétique est légèrement repoussée par le champ magnétique et également les lignes de la densité du flux magnétique à l'extérieur (Figure 2.7). Cet effet provient cette fois-ci des électrons appariés car les substances diamagnétiques se composent d'atomes qui n'ont aucun moment magnétique net (il n'y a aucun électron dépareillé). Il est dû au comportement non coopératif des électrons orbitaux une fois exposés à un champ magnétique extérieur.

Matériaux diamagnétiques	Susceptibilité magnétique volumique
Alcool	-7×10^{-6}
Eau	-9.048×10^{-6}
Cuivre	-9.4×10^{-6}
Latex	-8.21×10^{-6}
Bismuth	-1.75×10^{-5}
Graphite	-12×10^{-5}

Tableau 2.3 La valeur de la susceptibilité magnétique de quelques matériaux diamagnétiques.

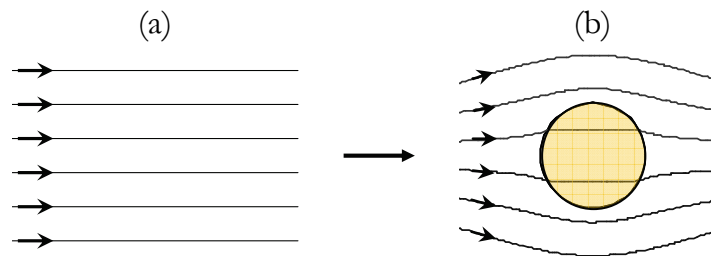


Figure 2.7 (a) Isovaleurs de la densité du flux magnétique issu d'une source magnétique seule, (b) modification de la cartographie initiale suite à la présence d'un corps diamagnétique.

2.3 Théorie de la micromanipulation par des champs magnétiques

Après l'inventaire des matériaux magnétiques, nous présentons dans ce qui suit les fondements de la micromanipulation dite « magnétophorétique » par le biais de champs magnétiques non-uniformes. Nous tenons à noter au début de ce volet, que les micro-objets sur lesquelles porte cette thèse seront appelés désormais microparticules, qui

peuvent être d'une nature solide comme liquides. Nous les considérons comme suffisamment rigides et donc indéformables. Au cours de ce manuscrit, nous abordons le cas de corps et milieux faiblement susceptibles : diamagnétiques ou paramagnétiques, sur lesquels à porté notre travail et qui constituent la quasi-majorité des entités existantes et en particulier l'eau et le vivant.

2.3.1 Origine de l'effet magnétophorétique

Dans un milieu non susceptible (air ou vide), une microparticule diamagnétique ou paramagnétique isotropes à la présence d'un champ magnétique, acquière une magnétisation M_p . La magnétisation de la microparticule est fonction de sa susceptibilité magnétique volumique χ_p , le champ d'excitation magnétique H et la constante de désaimantation D ($D = 1/3$ pour une microparticule sphérique, $D = 1$ pour une un pavé et $D = 0$ pour une longue barre) :

$$M_p = \frac{\chi_p}{1 + \chi_p \cdot D} H \quad (2.20)$$

Etant donné que : $1 + \chi_p \cdot D \approx 1$, on obtient ainsi :

$$M_p = \chi_p H \quad (2.21)$$

$$B = \mu_0 H \quad (2.22)$$

L'énergie magnétique U_p^m acquise par cette microparticule s'exprime par :

$$U_p^m = -\frac{1}{2} \mu_0 M_p \cdot H \quad (2.23)$$

Le champ d'induction magnétique à l'intérieur du volume de la microparticule est la somme scalaire de l'induction magnétique issue du champ magnétique d'excitation et l'induction magnétique produite par la microparticule magnétisée (théorème de superposition) :

$$\vec{B} = \vec{B}_{ind} + \vec{B}_{ext} \quad (2.24)$$

B = induction magnétique totale

Avec : B_{ind} = induction magnétique induite

B_{ext} = induction magnétique du champ magnétique d'excitation

Le champ magnétique produit par cette microparticule est négligeable au regard du champ d'excitation à cause de la très faible susceptibilité magnétique des matériaux diamagnétiques et paramagnétiques. La présence de la microparticule ne modifie pas ainsi l'induction magnétique issue du champ magnétique d'excitation :

$$B = B_{ext} \quad (2.25)$$

Dans le cas d'un champ magnétique non-uniforme, la microparticule ayant un volume v_p , subit une force qui se calcul par gradient de son énergie magnétique acquise (théorème des travaux virtuels). Cette force magnétique s'exprime dans le cas d'une microparticule assez petite de la manière suivante :

$$F_p^m = -\nabla U_p^m = \frac{1}{2} v_p \nabla (M_p \cdot B) = \frac{1}{2} \mu_0 v_p \nabla (M_p \cdot H) \quad (2.26)$$

En combinant les expressions, (2.21), (2.22) et (2.26), la force magnétique s'écrit :

$$F_p^m = \frac{\chi_p}{2\mu_0} v_p \nabla (B \cdot B) = \frac{\chi_p}{2} \mu_0 v_p \nabla (H \cdot H) \quad (2.27)$$

$$F_p^m = \frac{\chi_p}{2\mu_0} v_p \nabla B^2 \quad (2.28)$$

$$\vec{F}_p^m = \frac{\chi_p}{2\mu_0} v_p \vec{\nabla} |\vec{B}|^2 \quad (2.29)$$

L'orientation de la force est donc indépendante du signe du champ magnétique appliqué, puisque celui-ci intervient au carré dans l'expression (2.29). Lorsque le milieu de suspension de la microparticule est susceptible (diamagnétique ou paramagnétique), la force magnétique totale subie par celle-ci est en effet la somme de deux forces magnétiques. La première est la force F_p^m exercée par la microparticule sur son milieu. La deuxième force

est celle appliquée par le milieu de suspension sur la microparticule dite « la poussée d'Archimède magnétique » [37]. Il s'agit en effet du pendant direct de la poussée qu'Archimède a constaté dans les fluides, c'est-à-dire que la force totale appliquée sur la microparticule est égale de la somme de la force directement appliquée sur la microparticule, soustraite de la force qui serait exercée sur le milieu de volume équivalent à la microparticule. La poussée d'Archimède magnétique F_m^m s'exprime de la même façon que pour F_p^m , mais en fonction de la susceptibilité magnétique du milieu de suspension :

$$F_m^m = \frac{\chi_m}{2\mu_0} v_p \nabla B^2 = \frac{\chi_m}{2} \mu_0 v_p \nabla H^2 \quad (2.30)$$

La force totale s'exerçant sur la microparticule F_m , s'écrit de la manière suivante :

$$F_m = F_p - F_m^m = \frac{(\chi_p - \chi_m)}{2\mu_0} v_p \nabla B^2 \quad (2.31)$$

Dans les cas où la taille de la microparticule ne permet pas la simplification introduite pour l'obtention de l'expression (2.26) (∇B^2 n'est plus constant dans son volume), la force magnétique s'obtient par une intégrale sur le volume de la microparticule :

$$F_m = \frac{\Delta\chi}{2\mu_0} \iiint_v \nabla \|B\|^2 dv \quad (2.32)$$

$$\Delta\chi = \chi_p - \chi_m \quad (2.33)$$

Les composantes de la force magnétique totale s'écrivent :

$$F_x^m = \frac{\Delta\chi}{2\mu_0} \iiint_v \frac{\partial \|B\|^2}{\partial x} dv \quad (2.34)$$

$$F_y^m = \frac{\Delta\chi}{2\mu_0} \iiint_v \frac{\partial \|B\|^2}{\partial y} dv \quad (2.35)$$

$$F_z^m = \frac{\Delta\chi}{2\mu_0} \iiint_v \frac{\partial \|B\|^2}{\partial z} dv \quad (2.36)$$

L'intégrale volumique intervenant dans le calcul de la force magnétique peut être

simplifiée par une intégrale surfacique en appliquant le théorème de Green Ostrogradsky. Cette intégration porte sur les deux surfaces extérieures de la microparticule :

$$\iiint_V \text{grad } f \, dv = \iint_S f \, n \, ds \quad (2.37)$$

Ainsi, cette simplification réduit très significativement les temps de calcul de la force magnétique par les méthodes d'intégration numériques. Le calcul de la force peut se faire facilement pour des géométries simples. Dans le cas d'une microparticule parallélépipédique, les composantes de la force magnétique dans le repère cartésien s'expriment par :

$$F_x^m(x, y, z) = \frac{\Delta\chi}{2\mu_0} \int_{z-c}^{z+c} \int_{y-b}^{y+b} (B(x+a, y, z)^2 - B(x-a, y, z)^2) dy dz \quad (2.38)$$

$$F_y^m(x, y, z) = \frac{\Delta\chi}{2\mu_0} \int_{z-c}^{z+c} \int_{x-a}^{x+a} (B(x, y+b, z)^2 - B(x, y-b, z)^2) dx dz \quad (2.39)$$

$$F_z^m(x, y, z) = \frac{\Delta\chi}{2\mu_0} \int_{y-b}^{y+b} \int_{x-a}^{x+a} (B(x, y, z+c)^2 - B(x, y, z-c)^2) dx dy \quad (2.40)$$

a = demi-largeur de la microparticule selon l'axe x

Avec : b = demi-longueur de la microparticule selon l'axe y

c = demi-hauteur de la microparticule selon l'axe z

Dans le cas d'une microparticule sphérique, les composantes de la force magnétique dans le repère cartésien sont données par :

$$G_{x1}(x, y, z, x_p, y_p, z_p) = B(x + \sqrt{r^2 - z_p^2 - y_p^2}, y + y_p, z + z_p)^2 \quad (2.41)$$

$$G_{x2}(x, y, z, x_p, y_p, z_p) = B(x - \sqrt{r^2 - z_p^2 - y_p^2}, y + y_p, z + z_p)^2 \quad (2.42)$$

$$F_x^m(x, y, z) = \frac{\Delta\chi}{2\mu_0} \int_{-r}^r \int_{-\sqrt{r^2 - z_p^2}}^{\sqrt{r^2 - z_p^2}} (G_{x1}(x, y, z, x_p, y_p, z_p) - G_{x2}(x, y, z, x_p, y_p, z_p)) dy_p dz_p \quad (2.43)$$

$$G_{y1}(x, y, z, x_p, y_p, z_p) = B(x + x_p, y + \sqrt{r^2 - z_p^2 - x_p^2}, z + z_p)^2 \quad (2.44)$$

$$G_{y2}(x,y,z,x_p,y_p,z_p) = B(x + x_p, y - \sqrt{r^2 - z_p^2 - x_p^2}, z + z_p)^2 \quad (2.45)$$

$$F_y^m(x,y,z) = \frac{\Delta\chi}{2\mu_0} \int_{-r}^r \int_{-\sqrt{r^2-x_p^2}}^{\sqrt{r^2-x_p^2}} (G_{y1}(x,y,z,x_p,y_p,z_p) - G_{y2}(x,y,z,x_p,y_p,z_p)) dx_p dz_p \quad (2.46)$$

$$G_{z1}(x,y,z,x_p,y_p,z_p) = B(x + x_p, y + y_p, z + \sqrt{r^2 - x_p^2 - y_p^2})^2 \quad (2.47)$$

$$G_{z2}(x,y,z,x_p,y_p,z_p) = B(x + x_p, y + y_p, z - \sqrt{r^2 - x_p^2 - y_p^2})^2 \quad (2.48)$$

$$F_z^m(x,y,z) = \frac{\Delta\chi}{2\mu_0} \int_{-r}^r \int_{-\sqrt{r^2-x_p^2}}^{\sqrt{r^2-x_p^2}} (G_{z1}(x,y,z,x_p,y_p,z_p) - G_{z2}(x,y,z,x_p,y_p,z_p)) dy_p dx_p \quad (2.49)$$

Dans le cas d'une microparticule anisotrope, la valeur de la susceptibilité magnétique χ_p prend respectivement les valeurs : χ_x , χ_y et χ_z , suivant les axes x, y et z. Les composantes de la force appliquée sur une microparticule anisotrope ayant une géométrie parallélépipédique s'écrivent de la manière suivante sachant le même principe s'applique pour une géométrie sphérique :

$$\Delta\chi_x = (\chi_{px} - \chi_m), \quad \Delta\chi_y = (\chi_{py} - \chi_m), \quad \Delta\chi_z = (\chi_{pz} - \chi_m) \quad (2.50)$$

$$G(x,y,z) = \Delta\chi_x \cdot B_x(x,y,z)^2 + \Delta\chi_y \cdot B_y(x,y,z)^2 + \Delta\chi_z \cdot B_z(x,y,z)^2 \quad (2.51)$$

$$F_x^m(x,y,z) = \frac{1}{2\mu_0} \int_{z-c}^{z+c} \int_{y-b}^{y+b} (G(x+a,y,z) - G(x-a,y,z)) dy dz \quad (2.52)$$

$$F_y^m(x,y,z) = \frac{1}{2\mu_0} \int_{z-c}^{z+c} \int_{x-a}^{x+a} (G(x,y+b,z) - G(x,y-b,z)) dx dz \quad (2.53)$$

$$F_z^m(x,y,z) = \frac{1}{2\mu_0} \int_{y-b}^{y+b} \int_{x-a}^{x+a} (G(x,y,z+c) - G(x,y,z-c)) dx dy \quad (2.54)$$

2.3.2 Comportement d'une microparticule dans un champ magnétique

Nous avons montré dans la partie précédente que l'orientation de la force est indépendante du signe du champ magnétique appliqué. Cependant, cette orientation dépend directement du signe du produit résultant du produit entre le champ magnétique et son gradient. Cette orientation est aussi fonction du signe du contraste de susceptibilité magnétique entre la microparticule et son milieu de suspension. Il ressort aussi de ces formules qu'aucune force ne peut résulter à la présence de microparticules dans un champ magnétique uniforme (les gradients sont nuls).

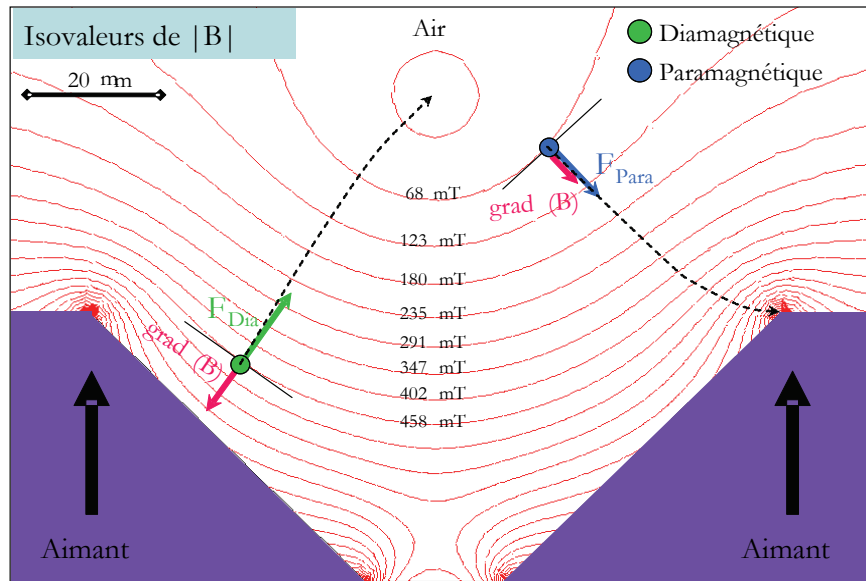


Figure 2.8, A la présence d'un champ magnétique non-uniforme : la microparticule paramagnétique est attirée vers les maxima du champ magnétique, tandis que la microparticule diamagnétique est repoussée vers les minima du champ magnétique.

Dans le cas d'un champ magnétique non-uniforme, et selon la configuration de la microparticule et le milieu dans lequel elle se trouve, les forces produites pourraient être attractives comme répulsives. Par exemple, considérons le cas de deux microparticules de natures magnétiques différentes : une paramagnétique et l'autre diamagnétique, se trouvant dans un milieu amagnétique et dans des conditions d'apesanteur (Figure 2.8). L'interaction entre ces deux microparticules avec un champ magnétique non-uniforme n'est pas identique à cause de leurs susceptibilités magnétiques différentes. En effet, la microparticule paramagnétique est attirée vers les maxima du champ magnétique. La microparticule diamagnétique ayant une susceptibilité magnétique négative, se dirige cependant vers les minima du champ magnétique. Nous établissons dans ce qui suit le bilan des forces verticales s'appliquant sur une microparticule susceptible dans un milieu fluide et un champ magnétique non-uniforme. Dans un milieu fluide statique, les forces verticales qui s'exercent sur la microparticule sont :

1) Force magnétique verticale \vec{F}_z^m :

$$F_z^m = \frac{\Delta\chi}{2\mu_0} \iiint_v \frac{\partial \|B\|^2}{\partial z} dv \quad (2.55)$$

2) Force gravitationnelle \vec{F}_g :

$$F_g = v \cdot \rho_p \cdot g \quad (2.56)$$

Avec : ρ_p = densité volumique de la microparticule

3) Force d'Archimède \vec{F}_a , appliquée par le milieu sur la microparticule en opposition à son poids :

$$F_a = v \cdot \rho_m \cdot g \quad (2.57)$$

Avec : ρ_m = densité volumique du milieu

4) Force de Stokes \vec{F}_d , due au frottement avec le milieu fluide dans lequel la microparticule se trouve. La viscosité du milieu agit en tant qu'un frein à cause des frottements occasionnés par le mouvement de la microparticule. Dans le cas d'une microparticule sphérique, la force de Stokes s'écrit :

$$F_d = 6\pi\eta r v_p \quad (2.58)$$

Avec : η = viscosité du milieu
 v_p = vitesse de la microparticule

La force totale verticale qui agit sur la microparticule est donc :

$$\vec{F}_z^t = \vec{F}_g + \vec{F}_a + \vec{F}_z^m + \vec{F}_d \quad (2.59)$$

On obtient ainsi à l'équilibre (force de Stokes devient nulle) :

$$\vec{F}_g + \vec{F}_a + \vec{F}_z^m = 0 \quad (2.60)$$

Si la microparticule est émergée dans un fluide ayant une vitesse uniforme, le bilan des forces devient [38] :

$$\vec{F}_{\zeta}^t = \vec{F}_g + \vec{F}_a + \vec{F}_{\zeta}^m + 6\pi\eta r(\vec{v}_{\zeta}^p + \vec{v}_{\zeta}^m) \quad (2.61)$$

Au régime établi, on a donc :

$$\vec{F}_g + \vec{F}_a + \vec{F}_{\zeta}^m + 6\pi\eta r(\vec{v}_{\zeta}^p + \vec{v}_{\zeta}^m) = 0 \quad (2.62)$$

2.3.3 Formes et modes de la micromanipulation magnétique

A l'encontre du champ magnétique, le champ électrique a été exploité bien avant pour des objectifs de micromanipulation. Ce retard relatif du magnétisme en terme applicatif est aussi perceptible à travers l'indistinction terminologique entre les formes et modes que pourrait prendre la micromanipulation magnétique. Il est vrai que la richesse du magnétisme et la diversité magnétique des milieux et des particules ne constituent pas en soit même un phénomène nouveau. Cependant, les diverses combinaisons possibles entre ces milieux et particules dans un contexte de micromanipulation par des champs magnétiques non-uniformes engendre diverses formes et modes possibles de micromanipulation. A l'heure actuelle, seul le terme « Magnétophorèse » est utilisé pour décrire l'interaction entre des particules magnétiques et un champ magnétique non-uniforme. Tandis que ces particules pourraient être de natures différentes : ferromagnétiques, paramagnétiques ou diamagnétiques. Cela implique que ces corps ne réagissent pas de la même manière à la présence d'un champ magnétique. En faisant par exemple le pendant avec la micromanipulation par des champs électriques, il existe une nette distinction entre l'électrophorèse et la diélectrophorèse, termes utilisés pour nuancer respectivement : la manipulation d'une microparticule initialement chargée, et la manipulation d'une microparticule non chargée, ayant des propriétés diélectriques. De plus, une seconde distinction existe entre les modes que pourrait prendre cette technique de micromanipulation. Le mode « positif » est utilisé pour désigner la micromanipulation avec des forces attractives et le mode « négatif » pour désigner celles avec des forces répulsives. De ce fait, il nous semble que la terminologie unique de la « magnétophorèse » employée systématiquement pour la description de diverses interactions possibles est trop générale et

donc imprécise. De plus, elle ne reflète pas assez bien la richesse du magnétisme et celle de cette micromanipulation magnétique. Dans ces travaux, et afin d'introduire des éléments de précision, nous avons employé des termes qui nous semblent plus appropriés pour décrire les formes et des modes qui pourraient résulter d'une interaction entre une microparticule magnétiquement susceptible et un champ magnétique non-uniforme. Dans cette perspective nous parlons désormais de :

- Diamagnétophorèse, interaction entre des microparticules diamagnétiques et un champ magnétique non-uniforme.
- Paramagnétophorèse, interaction entre des microparticules paramagnétiques et un champ magnétique non-uniforme.
- Magnétophorèse, interaction entre des microparticules chargées magnétiquement (micro-aimants) et un champ magnétique.

Nous employons également les termes :

- 1) Mode positif, pour indiquer que les forces produites sont attractives.
- 2) Mode négatif, pour indiquer que les forces produites sont répulsives.

2.3.4 La diamagnétophorèse

La diamagnétophorèse résulte de l'interaction entre une microparticule diamagnétique avec un champ magnétique non-uniforme. En fonction du contraste de susceptibilité magnétique $\Delta\chi$ entre la microparticule et son milieu de suspension, la diamagnétophorèse peut prendre deux modes différents :

- 3) Le mode positif : la microparticule diamagnétique subit une force d'attraction et se dirige vers les gradients les plus forts du champ magnétique.
- 4) Le mode négatif: les forces sont répulsives et la microparticule diamagnétique se dirige vers les minima du champ magnétique ou bien les gradients les plus faibles

(Figure 2.1). Ainsi, il est donc possible d'agir à distance sur cette microparticule par le biais de ce mode négatif de la diamagnétophorèse.

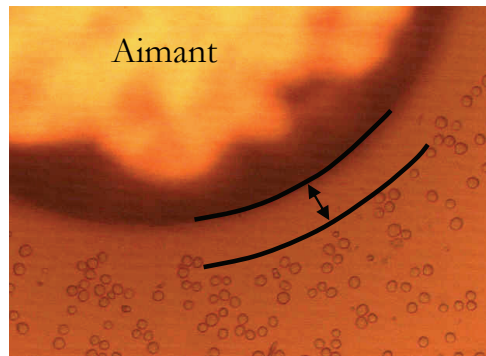


Figure 2.9 Cellules Jurkat dans un milieu paramagnétique avec un aimant cylindrique subissant une diamagnétophorèse négative.

Ces modes sont en fonction de la configuration du champ et du milieu dans lequel se trouve la microparticule diamagnétique (Tableau 2.4).

$grad(B^2)$	+	-	-	+
$\Delta\chi$	+	-	+	-
Mode	Négatif (Force répulsive)	Négatif (Force répulsive)	Positif (Force attractive)	Positif (Force attractive)

Tableau 2.4 Modes diamagnétophorétiques en fonction du gradient du carré de l'induction magnétique et le contraste de susceptibilité magnétique entre la microparticule diamagnétique et son milieu de suspension.

2.3.5 La paramagnétophorèse

La paramagnétophorèse se produit à la présence d'une microparticule paramagnétique dans un champ magnétique non-uniforme. A l'instar de la diamagnétophorèse, la paramagnétophorèse possède aussi deux modes :

- 5) Le mode positif : la microparticule paramagnétique subit une force d'attraction et se dirige vers les maxima du champ magnétique (Figure 2.10).

- 6) Le mode négatif : les forces sont répulsives et la microparticule paramagnétique se dirige vers les minima du champ magnétique.

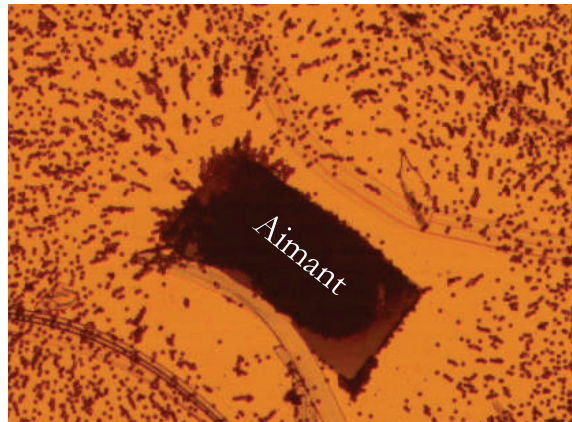


Figure 2.10 Billes paramagnétiques dans un milieu diamagnétique (eau) subissant une paramagnétophorèse positive par un aimant parallélépipédique.

2.3.6 Micromanipulation magnétique en lévitation

Nous avons vu dans la section précédente, qu'il est possible d'avoir des forces diamagnétophorétiques ou paramagnétophorétiques répulsives par le biais de la diamagnétophorèse et paramagnétophorèse négatives. Ces deux effets peuvent donner naissance à une micromanipulation en lévitation si les deux critères suivant sont respectés :

1) Critère de stabilité

Le théorème d'Earnshaw (1805 - 1888) montre qu'il n'est pas possible d'obtenir un point d'équilibre stable dans l'espace si le champ magnétique utilisé est statique pour un corps ayant une susceptibilité magnétique positive [39]. Cela signifie qu'au moins une des raideurs de la force magnétique est positive, et le corps est ainsi instable selon cette direction d'espace. L'instabilité engendrée fait que la lévitation magnétique doit être stabilisée par l'introduction d'une boucle de régulation sauf quelques exceptions (e.g. Lévitrion®). Pour que la lévitation soit stable dans l'air (milieu amagnétique) soit envisageable, il va falloir qu'elle porte exclusivement sur des corps d'une susceptibilité magnétique négatives (diamagnétiques). Cependant, la présence d'un corps dans un milieu fluide susceptible impliquera que la faisabilité de la lévitation stable s'étendra aussi au corps paramagnétiques, si leur milieu de suspension est d'une nature plus paramagnétique.

2) Critère de sustentation magnétique

Afin qu'un corps puisse léviter, il est nécessaire que la force magnétique verticale totale appliquée sur lui soit positive ou nulle, s'il s'agit d'un corps ayant la même densité que son milieu de suspension. A l'équilibre, à partir du bilan des forces verticales qui agissent sur le corps on obtient :

$$\frac{\Delta\chi}{2\mu_0} \iiint_v \frac{\partial \|B\|^2}{\partial z} dv = (\rho_p - \rho_m) \cdot g \cdot v \quad (2.63)$$

Il ressort de cette expression, que la sustentation d'un corps est aussi conditionnée par un champ magnétique suffisamment intense et non-uniforme. La grandeur caractérisant le champ magnétique capable de réunir une intensité et une non-uniformité suffisantes à la sustentation de ce corps est donnée par la constante C_s , dite de « sustentation ». C'est-à-dire, pour qu'un corps puisse léviter, il faudrait que la valeur issue de l'intégrale du produit entre l'induction magnétique et son gradient, divisée par le volume de ce corps, soit supérieure ou égale à la valeur de la constante de sustentation.

$$C_s = \frac{\mu_0(\rho_p - \rho_m) \cdot g}{\Delta\chi} = \frac{\iiint_v B \cdot \frac{\partial B}{\partial z} dv}{v} \quad (2.64)$$

Il s'agit donc d'une grandeur caractéristique propre à chaque matériau (Tableau 2.5), qui s'exprime dans le cas d'une très petite microparticule par :

$$C_s = B \cdot \frac{\partial B}{\partial z} = \frac{\mu_0(\rho_p - \rho_m) \cdot g}{\Delta\chi} \quad (2.65)$$

Matériaux	C_s (T^2/m)
Eau	1307
Latex	1507
Graphite	215
Bismuth	690

Tableau 2.5 Constantes de sustentation magnétique de quelques corps dans l'air.

Quelquefois, la marge de manœuvre est très restreinte pour ajuster la configuration du champ magnétique à une valeur supérieur ou égale à la constante de sustentation pour obtenir une lévitation. Dans ces cas, il est possible de poser le problème autrement pour atteindre cet objectif. Il s'agit de jouer sur les propriétés magnétiques et physiques intrinsèques du milieu de suspension. Dans cette perspective, nous introduisons le concept de la constante dite de configuration de la microparticule Ψ_p , qui nous renseigne sur celle du milieu Ψ_m , à partir de laquelle la sustentation devient possible :

$$\begin{aligned}\Psi_m &= \Psi_p \\ \Psi_p &= \chi_p \cdot B \frac{\partial B}{\partial z} - \mu_0 g \rho_p \\ \Psi_m &= \chi_m \cdot B \frac{\partial B}{\partial z} - \mu_0 g \rho_m\end{aligned}\tag{2.66}$$

Nous pouvons ainsi conclure, que la diamagnétophorèse et la paramagnétophorèse négatives sont les seules candidates permettant une éventuelle micromanipulation en lévitation stable. Il ressort également que cette micromanipulation en lévitation est encore plus efficace dans le cas d'une diamagnétophorèse négative. En effet, une diamagnétophorèse négative est la plus favorable pour produire une lévitation stable dans l'air, et également celle qui pourrait bénéficier d'un contraste de susceptibilité le plus négative possible.

2.4 Méthodologie de modélisation, de simulation et d'optimisation

Dans cette partie, nous illustrons la méthodologie adoptée pour la modélisation, simulation et l'optimisation de nos dispositifs. Il s'agit d'une approche analytique permettant le calcul des différentes grandeurs régissant cet effet magnétique tels que le champ magnétique et ses gradients, les forces diamagnétophorétiques, les couples, les raideurs de forces et des couples. La motivation principale de cette démarche de modélisation analytique est de rendre la simulation de nos dispositifs plus souple et rapide par rapport aux méthodes numériques qui nous ont révélé quelques limitations [39]. Cela, nous a pas empêché cependant d'utiliser les méthodes numériques tel que la méthode des

éléments finis FEM¹ pour modéliser quelques géométries complexes d'aimants et/ou pour la validation de l'approche analytique adoptée. En effet, l'absence de matériaux ferromagnétiques dans nos structures, et également l'utilisation de géométries simples d'aimants permanents (conducteurs et électrodes pour des structures particulières) a rendu cette démarche de modélisation analytique facile à mettre en œuvre. Cela est dû au fait que ces sources de champs magnétiques peuvent être modélisées d'une manière analytique [40]. De plus, les corps diamagnétiques comme paramagnétiques, sur lesquels cet effet est appliqué, ont un comportement linéaire à la présence d'un champ magnétique. Ce comportement linéaire implique l'inexistence de phénomènes de saturation communément observables dans le cas dans des matériaux ferromagnétiques. Les différents modèles analytiques établis pour nos dispositifs, ont été implémentés dans des environnements de calcul tels que Mathcad® et Matlab®.

2.4.1 Modélisation des aimants permanents

Plusieurs approches numériques et analytiques coexistent pour la modélisation du champ magnétique produit par les d'aimants permanents. Dans le cadre de notre travail, nous avons adopté une approche de modélisation analytique connue par la méthode des surfaces [41], [42], [43]. Il s'agit d'une approche dans laquelle l'aimant permanent est assimilé à deux surfaces parallèles chargées magnétiquement et d'une manière uniforme (cf. [annexe 1](#)). Une démarche de validation des champs magnétiques calculés analytiquement a été effectuée. Il s'agit de comparer les valeurs du champ d'induction magnétique issues de la modélisation analytique et celles issues d'une méthode numérique basée sur les éléments finis. La démarche de validation a porté sur un dispositif de quatre aimants cubiques de 5 μm , aimantés à travers le plan à une valeur rémanente de 1.2 T ([Figure 2.11](#)). Les micro-aimants sont espacés les uns par rapport aux autres par un écartement de 2.5 μm . Nous utilisons désormais dans ce manuscrit le mot « gap » (un Anglicisme présent dans le dictionnaire le Petit Robert) pour indiquer cet espacement entre les micro-aimants. Les résultats issus des simulations effectuées par les deux méthodes sont affichés sur la [Figure 2.12](#). L'erreur relative maximale entre les deux approches est inférieure à 5 %. Les résultats obtenus valident ainsi l'approche analytique adoptée pour le calcul du champ d'induction magnétique.

1. FEM : Finite Elements Method

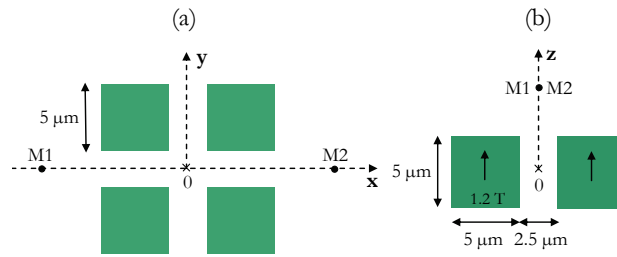


Figure 2.11 Dispositif sur lequel a porté la validation de l'approche analytique par la méthode des éléments finis, (a) vue de dessus, (b) vue de côté.

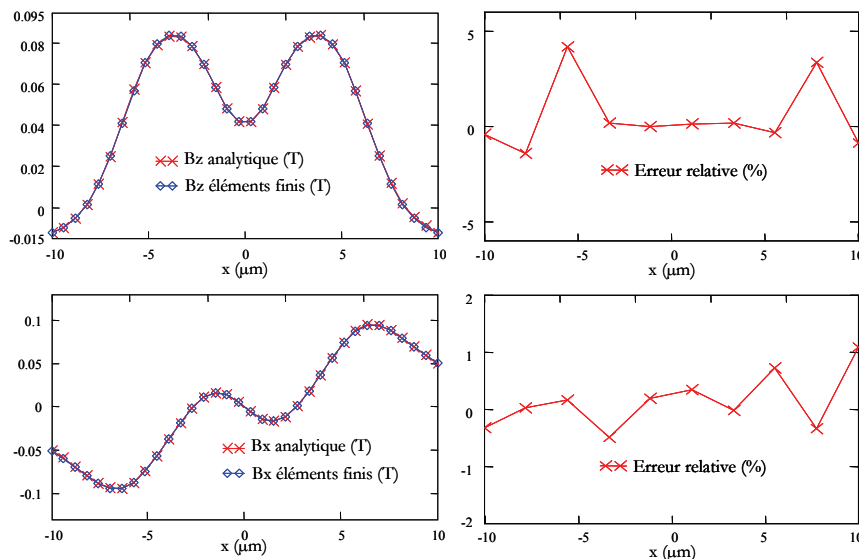


Figure 2.12 Comparaison entre les composantes de l'induction magnétique issues de la méthode analytiques et celles issues de la méthode des éléments finis, calculées entre le long de la droite reliant le point M1 (-10 μm , 0, 4.5 μm) et M2 (10 μm , 0, 4.5 μm).

2.4.2 Validation de la modélisation de la force

La modélisation analytique du champ magnétique présentée précédemment a permis ensuite d'établir une modélisation formellement analytique des forces, des couples et leurs raideurs correspondantes. Ces forces modélisées analytiquement ont été validées de la même manière que précédemment. Il s'agit de comparer la modélisation analytique de la force et celle des éléments finis. La structure sur laquelle a porté l'étude est la même que précédemment, sur laquelle s'ajoute une gouttelette d'eau ayant une susceptibilité diamagnétique isotrope, dans un milieu constitué d'air (Figure 2.13). Les paramètres de la gouttelette sont affichés sur le Tableau 2.6. La susceptibilité magnétique de l'air est sa densité volumique, ont été négligées devant celles de l'eau.

Rayon	Nature	Susceptibilité	Densité
1.5 μm	Isotrope	$-9.045 \cdot 10^{-6}$	1 g/cm ³

Tableau 2.6 Paramètres physiques et géométriques de la gouttelette d'eau.

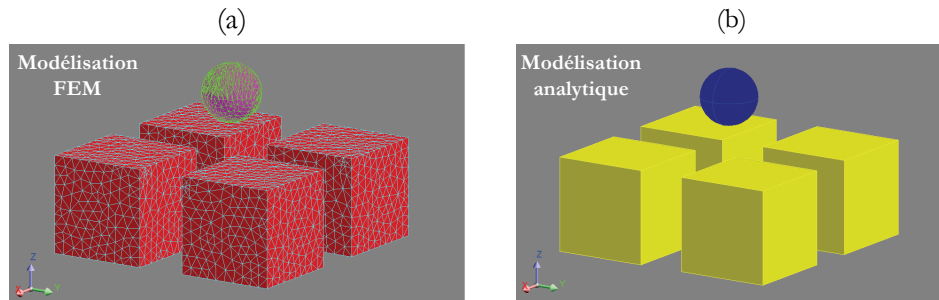


Figure 2.13 Aperçus de la structure (a) avec maillage dans le cas de la modélisation FEM, (b) sans maillage dans le cas de la modélisation analytique.

La force dans les deux approches a été simulée au-dessus de la structure le long de l'axe vertical. On tient à noter ici, que le calcul par la méthode des éléments finis n'est pas direct. Il est nécessaire en effet une simulation différentielle pour chaque position verticale pour pouvoir calculer la force correctement. Ce calcul différentiel est nécessaire pour éliminer le bruit causé par le maillage qui prend des valeurs particulièrement prépondérantes dans notre contexte de travail au regard de celles des forces magnétiques (susceptibilité magnétique très faible). L'erreur relative maximale entre les deux méthodes, calculée pour sept différentes hauteurs de la gouttelette est inférieure à 8% (Figure 2.14).

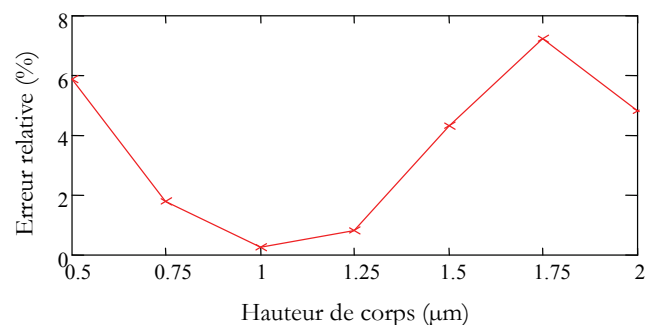


Figure 2.14 L'erreur relative entre la méthode des éléments finis et la méthode analytique, en fonction de la position verticale de la gouttelette (distance entre son bord et la surface des aimants).

Des simulations effectuées sur d'autres géométries plates de propriétés magnétiques isotropes comme anisotropes, ont montré que les erreurs relatives maximales sont significativement plus faibles ($< 5\%$). Cela indique que si l'erreur maximale est plus grande dans le cas d'une forme sphérique, cela est dû très probablement au maillage qui ne peut coller parfaitement à la surface externe de la sphère. Nous pouvons ainsi conclure sur la validité de notre approche de modélisation analytique de la force magnétophorétique. Nous tenons à noter que la même démarche a été adoptée pour valider la modélisation des couples et les raideurs [39].

2.4.3 Optimisation

Les multiples compromis existant entre les paramètres physiques, magnétiques et géométriques régissant les performances des différentes structures développées, sont souvent non perceptibles d'une manière intuitive (cf. chapitre 4). De plus, la complexité et la diversité de ces compromis rendent leur gestion manuelle difficile pour réaliser un dimensionnement et/ou une optimisation efficace de ces dispositifs. L'utilisation d'outils et d'environnements de dimensionnement et d'optimisation s'avère indispensable (Figure 2.15). Dans nos travaux, nous avons utilisé un outil de génération automatique de modèles analytiques « MacMMEMS » [40], [41].

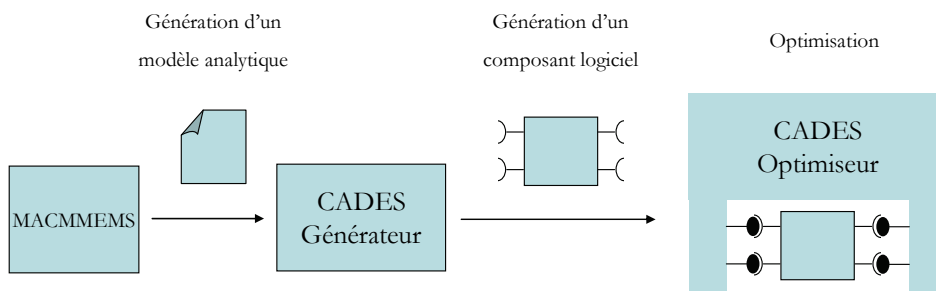


Figure 2.15 Etapes d'optimisations.

Ces modèles ont été introduits ensuite dans le module de génération appartenant à l'environnement CADES [44]. Ce module permet de générer des composants logiciels comportant le calcul des paramètres des dispositifs et également la sensibilité des paramètres de sortie en fonction des paramètres d'entrée. Puis, ces composants logiciels sont ensuite intégrés dans un module d'optimisation. En guise d'exemple d'optimisation, nous proposons dans ce qui suit l'optimisation de la stabilité horizontale d'une plaquette de

graphite pyrolytique (matériau diamagnétique anisotrope), lévitant au-dessus d'une structure de quatre aimants aimantés verticalement à une induction rémanente de 0.3 T. Nous considérons, pour ce problème inverse, une plaquette de graphite ayant une géométrie fixe de : $10 \mu\text{m} \times 10 \mu\text{m} \times 0.5 \mu\text{m}$. Cette plaquette lévite stablement suivant l'axe vertical au-dessus d'une structure initiale à une hauteur de $2 \mu\text{m}$. Cependant, cette plaquette est instable dans le plan horizontal. Nous cherchons donc à optimiser la géométrie afin de converger vers une solution donnant une stabilité optimale à la plaquette sur l'axe horizontal. Le [Tableau 2.7](#), récapitule les paramètres de la structure avant l'optimisation (instable sur l'axe horizontal) et leurs valeurs obtenues après l'optimisation.

Paramètres Contraints (μm)	Taille de la base des aimants [1, 20]	Hauteur des aimants [1, 10]	Gap entre les aimants [0.1, 5]
Objectif	Stabilité optimale sur l'axe horizontale		

Tableau 2.7 Paramètres contraints de l'optimisation.

Paramètres	Géométrie instable	Solution optimale	unités
Poids de la plaquette	-1.0788	-1.0788	pN
La force magnétique verticale	1.0787	1.0786	pN
Raideur de la force horizontale	0.0049 (instable)	-1.262 (stable)	$\mu\text{N}/\text{m}$
Raideur de la force verticale	-0.06822 (stable)	-0.321 (stable)	$\mu\text{N}/\text{m}$
Gap entre deux aimants açaçants	1.2	2.6264	μm
Hauteur des aimants	4	10	μm
Taille de la base des aimants	2.1475	9.2564	μm
Hauteur de lévitation	2	2	μm

Tableau 2.8 Paramètres de la structure optimisée.

Les résultats obtenus montrent que la structure optimisée est devenue stable sur l'axe horizontal avec une raideur horizontale optimale supérieure ~ 250 fois à celle de la structure initiale. La raideur verticale a été à son tour améliorée par un facteur ~ 5 par rapport à la structure initiale. D'après les résultats issus de l'optimisation, la structure finale

s'est agrandie d'une manière significative (Figure 2.16). Nous constatons en particulier que la hauteur des micro-aimants de la structure finale a atteint sa valeur maximale autorisée (Tableau 2.1). La largeur des micro-aimants a aussi progressé en dépassant légèrement la taille de la plaquette de graphite, mais sans atteindre la valeur maximale autorisée.



Figure 2.16 Aperçus de la structure, (a) avant l'optimisation, (b) après l'optimisation.

2.5 Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre les fondements théoriques de la micromanipulation par des champs magnétiques non-uniformes. On a également exposé les principales formes et modes permettant de manipuler des particules diamagnétiques ou paramagnétiques et on s'est particulièrement intéressé à ceux capables d'engendrer une micromanipulation en lévitation. Il ressort de la dernière partie de ce chapitre, la méthodologie adoptée pour la modélisation, la simulation et l'optimisation de nos dispositifs. Les chapitres 3 et 4, seront dédiés à l'étude des dispositifs issus de ces travaux qui sont dédiés au confinement, micropositionnement, guidage et actionnement de microparticules sans contact.

Chapitre 3

Applications de la diamagnétophorèse Confinement, matriçage, guidage et extension au transport dynamique de particules sans contact

Nous abordons ce chapitre par l'étude d'un exemple didactique de lévitation diamagnétique. Nous montrons à travers cette partie, les tendances générales et les compromis entre les divers paramètres régissant la lévitation diamagnétique à base d'aimants permanents, et notamment les impacts sur les performances.

Nous décrivons dans le deuxième volet de ce chapitre, quelques applications de la manipulation sans contact de microparticules par des champs magnétiques non-uniformes. Dans cette optique, nous présentons les techniques et les dispositifs développés permettant le confinement et/ou le micropositionnement de microparticules sans contact. Ensuite, nous étudions un autre concept permettant cette fois-ci la mise en œuvre d'un canal de guidage magnétique de microparticule en lévitation. Il s'agit de l'exploitation des caractéristiques propres de la diamagnétophorèse associées à des configurations adéquates des champs magnétiques produits par des structures à micro-aimants. Cela nous a permis la mise en œuvre de dispositifs fonctionnant sans apport d'énergie extérieure et donc capables de produire une lévitation passive.

Nous clôturons ce chapitre par présentation de nouvelles techniques permettant le transport dynamique de microparticules sans contact. Nous démontrons en effet la faisabilité d'un actionnement gravitationnel ou hydrodynamique pour déplacer dynamiquement les microparticules dans des canaux de guidage magnétiques.

3.1 Etude d'un exemple didactique de lévitation diamagnétique

Dans cette partie, nous étudions une structure didactique à micro-aimants permettant la lévitation passive d'une microparticule diamagnétique. Au début nous examinons le fonctionnement statique de cette structure. Ensuite, nous nous intéresserons aux impacts que pourraient avoir la variation de quelques paramètres géométriques et physiques sur le fonctionnement du dispositif. Nous démontrons à travers cette partie que

L'optimisation des performances de tels dispositifs n'est pas souvent intuitive. En effet, il nécessite plus souvent d'outils spécifiques et de l'expertise. Les dispositifs à lévitation diamagnétique abritent de divers compromis de performances liées aux paramètres physiques et magnétiques du dispositif. De plus, la variation de quelques paramètres provoque des forts impacts sur le fonctionnement du système, le plus souvent imprévisibles. Nous tenons à noter que cette démarche n'a pas un caractère exhaustif. Le but est la démonstration des tendances générales et qui ne pourraient pas être génériques pour toutes les structures à lévitation diamagnétique.

3.1.1 Présentation du dispositif

La microstructure sur laquelle a porté cette étude est une matrice de 2×2 de micro-aimants parallélépipédiques identiques séparés par un gap de $2.5 \mu\text{m}$ (Figure 3.1). Les micro-aimants sont d'une taille de $5 \mu\text{m} \times 5 \mu\text{m} \times 5 \mu\text{m}$, et d'une aimantation rémanente de 1 T. Nous considérons dans cette étude le cas d'une microparticule dans l'air ayant les propriétés affichées sur le Tableau 3.1. La microparticule est une sphère de Bismuth de $2 \mu\text{m}$ de taille. Le Bismuth est un matériau très dense, mais figure parmi les excellents matériaux diamagnétiques, sa constante de sustentation dans l'air est $C_s = 690 \text{ T}^2/\text{m}$.

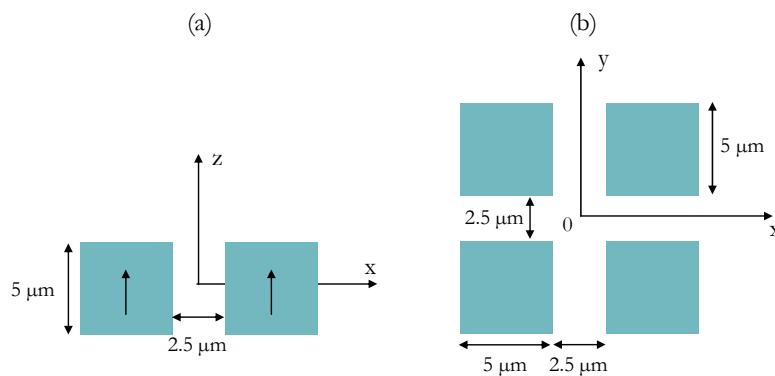


Figure 3.1 Aperçu de la structure, (a) vue de face, (b) vue de dessus.

	Nature	Susceptibilité	Densité	Viscosité
Microparticule (Bismuth)	Diamagnétique	-175×10^{-6}	$9810 \text{ kg}/\text{m}^3$	-
Milieu (air)	Paramagnétique	$+0.37 \times 10^{-6}$	$1.06 (20^\circ\text{C})$	$18.5 \cdot 10^{-6} (\text{Pa}\cdot\text{s})$

Tableau 3.1 Paramètres physiques de la microparticule et de son milieu (air).

3.1.2 Etude statique

Nous présentons dans ce qui suit, l'étude statique de la microstructure. Il s'agit de l'analyse comportementale du dispositif en régime établi. Le point de départ est le bilan des forces appliquées sur la microparticule à la position d'équilibre. La microparticule est diamagnétique et son milieu de suspension est légèrement paramagnétique. Ainsi, les forces magnétiques appliquées sur cette microparticule sont d'une nature diamagnétophorétique. La sustentation de la microparticule dépend de la force la force verticale totale appliquée celle-ci. L'équilibre de la microparticule est possible dans les positions dans lesquelles la force totale est nulle. Cependant, la microparticule se stabilisera d'une manière stable si en plus les raideurs de la force totale sont tous négatives. Dans ce cas, les forces autour du point d'équilibre stable sont en effet des forces de rappel.

A l'équilibre, trois forces verticales s'appliquent sur la microparticule :

- 1) $\vec{F}_{\tilde{\chi}}^{dia}$, la composante verticale de la force diamagnétophorétique,
- 2) \vec{F}_a , la force d'Archimède,
- 3) \vec{F}_g , le poids de la microparticule.

La force résultante $\vec{F}_{\tilde{\chi}}^t$ des forces verticales appliquées sur la microparticule, est d'une valeur nulle à l'équilibre :

$$\vec{F}_{\tilde{\chi}}^t = \vec{F}_{\tilde{\chi}}^{dia} + \vec{F}_a + \vec{F}_g = 0 \quad (3. 1)$$

Les positions d'équilibres verticales correspondent ainsi à celles dans lesquelles la force diamagnétophorétique $F_{\tilde{\chi}}^{dia}$ est égale à la force mécanique F_{mec} appliquée sur la microparticule :

$$F_{\tilde{\chi}}^{dia} = F_g - F_a = F_{\tilde{\chi}}^{mec} \quad (3. 2)$$

Les tracés des deux forces verticales : $F_{\tilde{\chi}}^{dia}$ et $F_{\tilde{\chi}}^{mec}$, subites par la microparticule le long de l'axe vertical z de la microstructure sont représentés sur la [Figure 3.2 \(a\)](#).

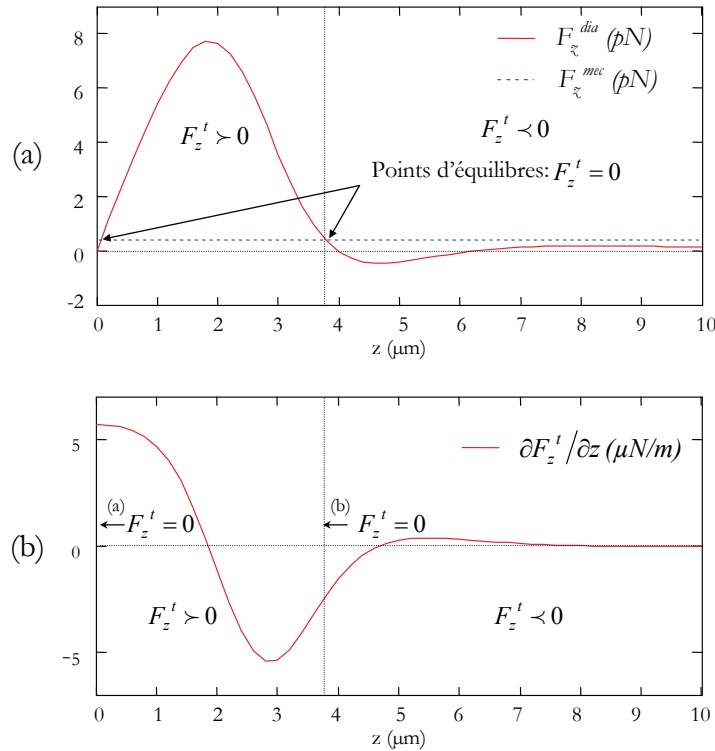


Figure 3.2 (a) Evolution de la force diamagnétophorétique verticale suivant l'axe z , et les positions d'équilibres, (b) tracé de la raideur de la force verticale totale.

Les forces F_z^{dia} et F_z^{mec} , se croisent dans deux positions verticales distinctes : $z \sim 0.1 \mu\text{m}$ et $z = 3.77 \mu\text{m}$ (Figure 3.2 (a)). La force verticale totale appliquée sur la microparticule est ainsi d'une valeur nulle à ces deux positions respectives. Cependant, seulement dans une d'entre elles la raideur est négative ($z = 3.77 \mu\text{m}$). Il s'agit ainsi d'une position d'équilibre stable à $z = 3.77 \mu\text{m}$ et une autre d'équilibre instable à $z \sim 0.1 \mu\text{m}$.

Dans le plan horizontal, la microparticule est soumise seulement aux forces diamagnétophorétiques horizontales : F_x^{dia} et F_y^{dia} , respectivement suivant l'axe x et l'axe y . Les tracés des forces F_x^{dia} et F_y^{dia} passant par la position de stabilité verticale, s'annulent conjointement à $x = y = 0$ et $z = 3.77 \mu\text{m}$ (Figure 3.3 (a)). Pour des raisons de symétrie, $F_x^{dia} = F_y^{dia} = 0$, dans tout point de l'axe z . Les courbes affichées sur la Figure 3.3 (b), illustrent l'évolution des raideurs de ces deux forces dans le plan horizontal. Elles révèlent que la position $x = y = 0$ et $z = 3.77 \mu\text{m}$, la bille est aussi stable dans le plan horizontal.

Les simulations établit révèlent que la microparticule possède en effet une stabilité spatiale unique à la position $x = y = 0$ et $z = 3.77 \mu\text{m}$. Il s'agit d'un filet magnétique virtuel qui piège la microparticule au-dessus de la structure en exerçant sur elle des forces de rappel qui la maintiennent en lévitation stable dans cette position.

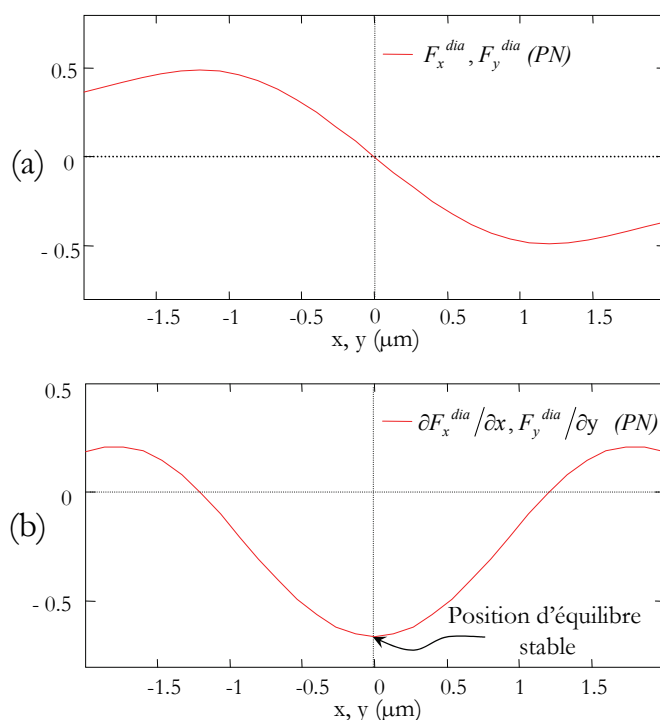


Figure 3.3 (1) Tracés des composantes horizontales de la force diamagnétophorétique, (2) Tracés des raideurs horizontales de la force diamagnétophorétique.

Les courbes affichées sur la [Figure 3.2](#) et ceux de la [Figure 3.3](#), révèlent quelques performances relatives à la lévitation de la microparticule. Il ressort de ces tracés, que les raideurs de forces appliquées sur la microparticule à sa position de stabilité spatiale sont de : $-2.457 \text{ pN}/\mu\text{m}$ suivant l'axe vertical, et $-0.6597 \text{ pN}/\mu\text{m}$ suivant les deux axes horizontaux. Les valeurs maximales des forces subites par la microparticule sont de :

- $\sim 8 \text{ pN}$ sur l'axe vertical, ce qui correspond à vingt fois le poids de la microparticule. La résistance aux chocs verticale est ainsi autour de $\sim 200 \text{ g}$.
- 0.5 pN sur l'axe horizontal, ce qui correspond 120 % le poids de la microparticule. Les résistances aux chocs horizontaux sont de $\sim 12 \text{ g}$.

3.1.3 Effet d'échelle

Pour illustrer l'impact de la variation d'échelle sur la lévitation, nous étudions l'influence d'une variation homothétique, soit identique et simultanée pour de toutes les dimensions de la structure et de la microparticule précédentes par un facteur λ quelconque. Cette variation a pour conséquence, la variation des grandeurs suivantes par :

$$\frac{F_z^{dia}}{m} \times k, \frac{F_x^{dia}}{m} \times k, \frac{F_y^{dia}}{m} \times k, \frac{F_t^{dia}}{m} \times k, F_t^{dia} \times k^2, F_{mec} \times k^3, \frac{F_{mec}}{F_t^{dia}} \times k \quad (3.3)$$

Avec : m = masse de la microparticule

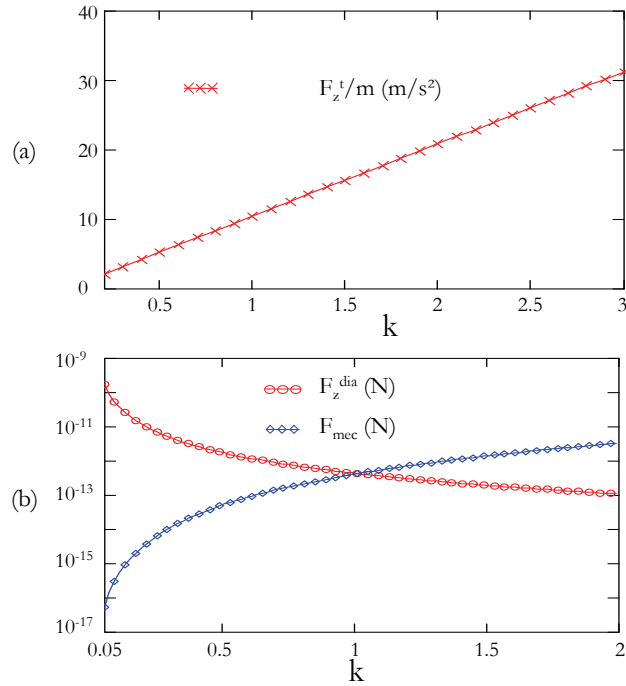


Figure 3.4. Effet de la variation d'échelle de la structure : (a) évolution de la force verticale massique totale, (b) évolution de la force diamagnétophorétique et la force mécanique.

A mesure que l'échelle du système va diminuer, nous allons montrer que la force diamagnétophorétique verticale aux petites échelles devient prépondérante face à la force mécanique, et donc la position d'équilibre est modifiée. Cette très forte augmentation de la force diamagnétophorétique est due à l'accroissement des gradients du champ magnétique, alors que le champ magnétique produit par les micro-aimants reste homothétiquement invariable. De la même manière, l'augmentation de l'échelle a pour conséquence la diminution des gradients, et avec le rapport entre la force diamagnétophorétique et la force mécanique. Dans ce cas aussi, la position d'équilibre de la microparticule varie. Il est donc difficile de sentir simplement le problème. On peut apercevoir l'effet de l'échelle de plusieurs manières. Regardons par exemple le rapport entre la force diamagnétophorétique verticale et la force mécanique à la position stable de la structure précédente (Figure 3.4). L'augmentation de l'échelle de cette structure ($k > 1$), rend la force mécanique appliquée

sur la microparticule plus grande que la force diamagnétophorétique verticale. Le centre de gravité de celle-ci décalera par conséquent vers le bas, ou bien la microparticule tombera suite à une variation disproportionnée des forces en faveur de la force mécanique. Dans le cas inverse, la réduction de l'échelle ($k < 1$), la force diamagnétophorétique verticale devient plus grande par rapport à la force mécanique. La microparticule dans ce cas pourrait léviter plus haut d'une manière stable, comme elle pourrait aussi devenir instable en s'éloignant d'avantage de la structure.

3.1.4 Effet du champ magnétique

Les forces diamagnétophorétiques sont dépendantes de l'amplitude des champs magnétiques produits par les micro-aimants. La rémanence constitue un paramètre essentiel caractérisant la qualité des micro-aimants. Avec les matériaux actuels, on ne peut espérer pouvoir obtenir plus de 1.5 T de rémanence. Cependant, le remplacement des aimants médiocres par d'autres plus rémanents constitua quand cela est possible, un moyen très efficace pour l'amplification des forces diamagnétophorétiques. En effet, l'augmentation de la rémanence J des micro-aimants, par un facteur k , induit une augmentation du champ magnétique B_0 produit par :

$$B_0 \times k \quad (3.4)$$

Dans ce cas, la variation de la force diamagnétophorétique qui s'exprime en fonction du carré du champ magnétique est de :

$$F_t^{dia} \times k^2 \quad (3.5)$$

Il existe un autre moyen pour augmenter les inductions magnétiques et donc les forces diamagnétophorétiques produites. On peut en effet superposer un champ supplémentaire produit par une autre source de champ magnétique [24]. Afin que ce champ superposé ne trouble pas le fonctionnement du dispositif, ce dernier devrait être le plus homogène possible. Cela pourrait être obtenu en plaçant par exemple sous la structure un aimant externe plat d'une taille relativement plus grande par rapport à celle-ci (Figure 3.5). En effet, un aimant micrométrique est capable de produire des champs magnétiques à longue portée ayant des gradients faibles localement au niveau de la structure. Dans une

telle superposition de champs magnétiques, la force diamagnétophorétique suivant un axe quelconque i , s'exprime en fonction champ magnétique B produit par les micro-aimants et le champ magnétique B_0 issu de l'aimant macroscopique par :

$$F_i^{dia} = \frac{\Delta\chi}{2\mu_0} \iiint_v \frac{\partial(B+B_0)^2}{\partial i} dv = \frac{\Delta\chi}{\mu_0} \iiint_v (B+B_0) \frac{\partial(B+B_0)}{\partial i} dv \quad (3.6)$$

Le champ B_0 est uniforme, l'expression de la force devient donc :

$$F_i^{dia} = \frac{\Delta\chi}{\mu_0} \iiint_v (B+B_0) \frac{\partial(B)}{\partial i} dv, \quad i = [x, y, z] \quad (3.7)$$

Il ressort ainsi, que la superposition d'un champ magnétique uniforme B , ayant la même amplitude et le même sens du champ initial B_0 dans ce point de la microparticule permet de doubler la force appliquée dans cette position. Ainsi, pour pouvoir jouer sur les forces diamagnétophorétiques verticales et/ou la hauteur de la lévitation, il suffit de placer un macro-aimant d'une géométrie approprié au-dessous du dispositif (Figure 3.5 (a)).

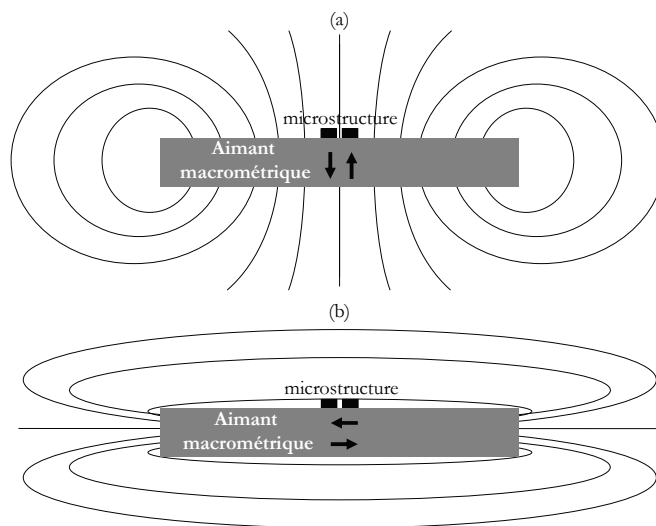


Figure 3.5. (a) Configuration permettant d'agir sur la force diamagnétophorétique verticale, (b) configuration permettant d'agir sur les forces diamagnétophorétiques radiales.

Dans le cas où l'aimant externe possède une aimantation dirigée dans le même sens que ceux de la structure, dans les régions ayant un B_x et B_{x0} dans la même sens (e.g. au-

dessus de la surface des micro-aimants), les forces diamagnétophorétiques augmentent et la hauteur de lévitation avec. Cependant, cette configuration, provoque l'affaiblissement de la force diamagnétophorétique et la hauteur de lévitation dans les régions ayant un B_z et B_{z0} en sens opposés (e.g. région de la lévitation stable). De la même manière, il suffit d'inverser l'aimant externe, pour avoir le résultat inverse. Cependant, cette dernière configuration est conditionnée par la prise en compte des propriétés magnétiques des micro-aimants. En effet, les micro-aimants devraient être assez coercitifs pour ne pas désaimanter sous l'action du champ magnétique produit par l'aimant externe.

De la même manière que précédemment, nous pouvons agir sur les forces diamagnétophorétiques radiales, en utilisant un aimant macro-métrique aimanté dans le plan (Figure 3.5 (b)). Ainsi, nous pouvons décaler la microparticule en lévitation dans une direction donnée dans le plan horizontal. Si l'aimant externe subit une rotation dans le plan ou remplacé par un champ tournant (une bobine), cela pourrait permettre la production d'un mouvement circulaire de la microparticule.

L'étendu du problème est ainsi grand, et seule une étude spécifique, cas par cas, montrera si un tel ajout d'un aimant extérieur est favorable ou pas, tant en terme de forces que de qualité de lévitation.

3.1.5 Impact de la non-uniformité de la force diamagnétophorétique

Nous étudions dans cette partie, la répartition de la grandeur issue du produit entre le champ magnétique et son gradient dans le plan vertical, dans la section d'une microparticule à sa position de lévitation stable. Nous avons choisi pour illustrer cela l'exemple de la microparticule de la structure précédente. Il ressort des simulations effectuées, que la force diamagnétophorétique verticale tant que horizontale, sont réparties d'une manière hautement non-uniforme à l'intérieur du volume de la microparticule (Figure 3.6). En particulier, dans le plan vertical, la force diamagnétophorétique verticale à l'intérieure de la microparticule change de signe. Elle est négative ($B \cdot dB_z / dz \geq 0$) dans la partie la plus haute de la demie sphère supérieur, et d'un signe positif ($B \cdot dB_z / dz \leq 0$) dans le reste de son volume. De ce fait, la lévitation d'un corps ne peut pas être due exclusivement à une force diamagnétophorétique positive répartie dans tout le volume de la microparticule. Elle est due plutôt à une force moyenne positive d'une amplitude assez grande pour pouvoir compenser le poids de celle-ci.

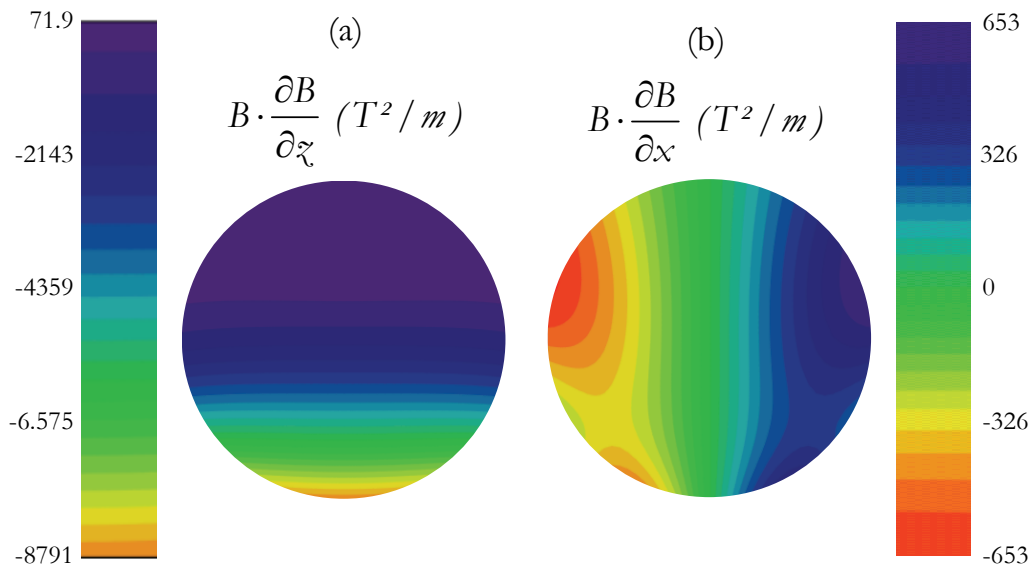


Figure 3.6 (a) Isovaleurs de $B \cdot (\partial B / \partial z)$ dans une section de la microparticule dans le plan vertical, positionnée à sa position de stabilité verticale, (b) cas de $B \cdot (\partial B / \partial x)$.

3.1.6 Effet de la dimension du corps en lévitation

Nous avons vu précédemment que la force diamagnétophorétique verticale est répartie d'une manière non-uniforme à l'intérieur des corps en lévitation. Cela implique que la variation de la taille de la microparticule permet selon le cas, l'augmentation ou la diminution de la force magnétique verticale moyenne subie par celle-ci. C'est la raison pour laquelle la lévitation d'un corps n'est possible que pour des dimensions n'excédant pas une valeur maximale, et quelques fois supérieure aussi à une limite minimale. Ces grandeurs limites sont propres à chaque cas particulier. Afin d'illustrer cela, nous étudions dans cette partie l'impact de la variation du rayon de la microparticule de la structure précédente sur la hauteur de la lévitation et sur les forces subies par celle-ci. D'après les courbes de la figure [Figure 3.7](#), l'augmentation du rayon de la microparticule a pour effet l'augmentation de la raideur de la force à la position d'équilibre stable ([Figure 3.7](#)). Le centre de gravité de la microparticule, se décale d'une manière surprenante vers le haut en fonction de l'accroissement du rayon de la microparticule. Cette augmentation commence à saturer pour les grandes valeurs de rayon. Cependant, la distance entre la surface des micro-aimants et le bord de la microparticule décroît, et au-delà d'un certain seuil celle-ci finira par toucher le bord des micro-aimants. Cela s'explique dans ce cas par l'incapacité du dispositif de repousser la microparticule vers le haut pour compenser l'augmentation de

son rayon. Ils existent des cas, dans lesquels la microparticule tombe parce que la force diamagnétophorétique résultante ne compense plus l'augmentation de la force mécanique. Cette analyse est confirmée par les résultats issus de la simulation affichée sur la [Figure 3.8](#).

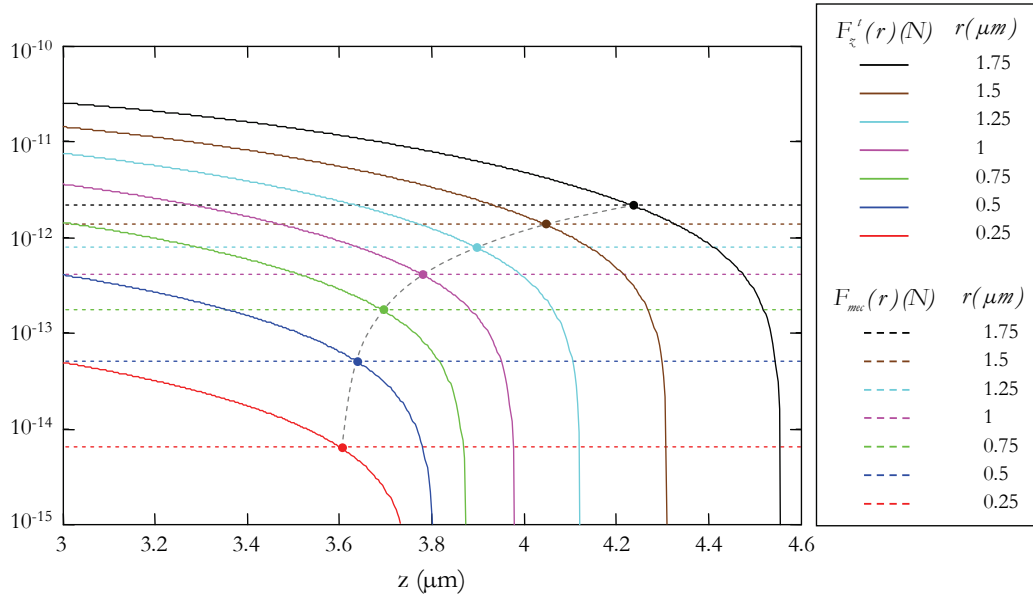


Figure 3.7 Evolution des forces verticales suivant l'axe z et celle de la position de stabilité, en fonction de son rayon de la microparticule.

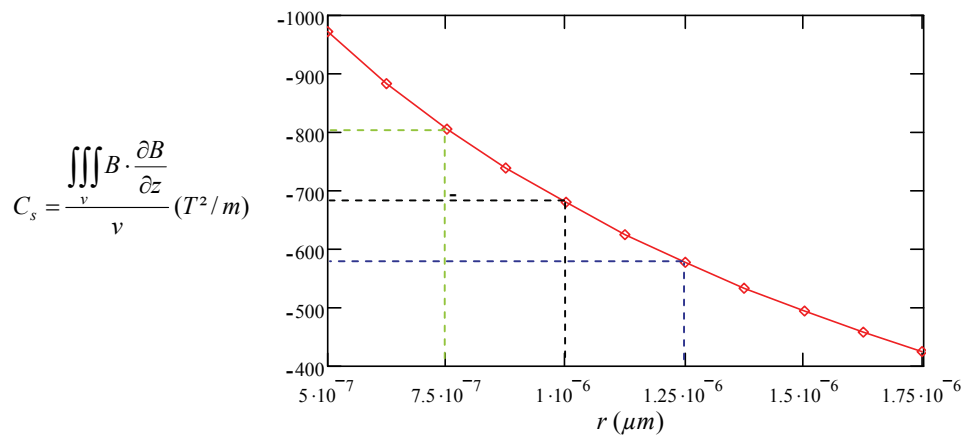


Figure 3.8. Evolution de la constante de sustentation de la microparticule en fonction de son rayon.

Il s'agit du calcul de la constante de sustentation de la microparticule (cf. [chapitre 2](#)). Cette grandeur est simulée en fonction de la variation du rayon de la microparticule sans

que la position de son centre de gravité change. Les résultats de cette simulation indiquent, qu'il va falloir un dispositif capable de fournir en moyenne $\sim -600 \text{ T}^2/\text{m}$, pour une microparticule de $1.25 \text{ }\mu\text{m}$ puisse léviter. Cependant, il a fallu $\sim -700 \text{ T}^2/\text{m}$ pour la microparticule de $1 \text{ }\mu\text{m}$ pour que celle-ci lévite à cette hauteur.

3.1.7 Effet de la variation du gap entre les micro-aimants

La réduction du gap entre les micro-aimants, rapproche un peu plus la microparticule en lévitation des sources du champ magnétique. Cela pourrait nous laisser penser que cela permettra l'amélioration de la lévitation. Nous démontrons dans cette partie, que cela n'est pas toujours le cas à travers les simulations de la force diamagnétophorétique en fonction de la variation de la valeur du gap entre les micro-aimants de la structure précédente. Les résultats montrent que la force diamagnétophorétique verticale est en effet très sensible à la variation du gap. Il est souvent vrai que cette force augmente en diminuant les gaps (Figure 3.9 (a)). Mais au détriment de la stabilité horizontale du corps en lévitation (Figure 3.9 (b)).

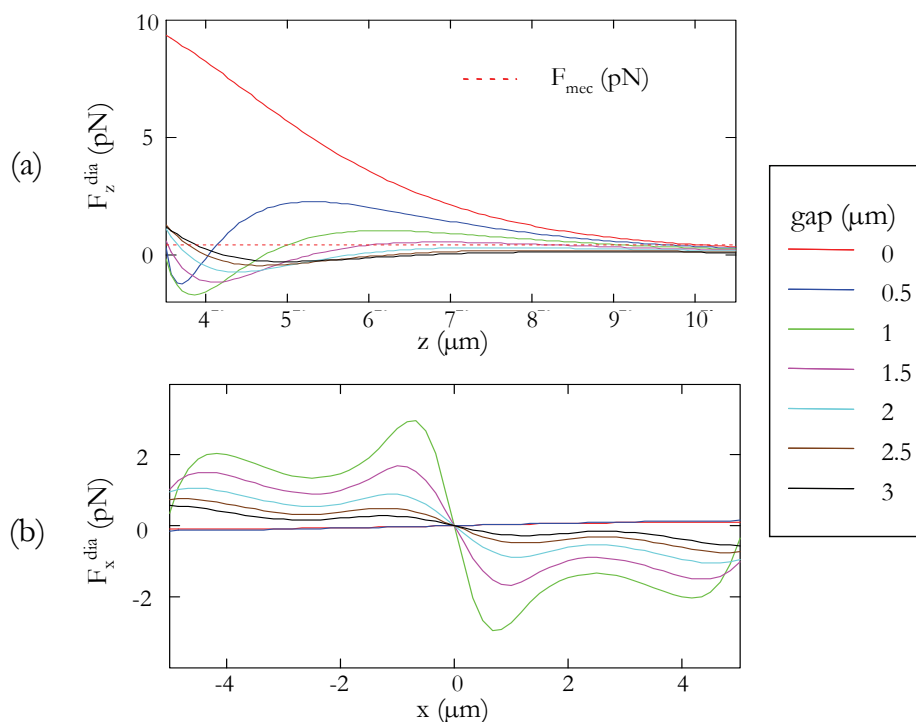


Figure 3.9. Evolution de la force diamagnétophorétique en fonction du gap, (a) la composante verticale, (b) la composante horizontale tracée à la hauteur de lévitation stable de la microparticule.

3.1.8 Effet de l'aimantation des micro-aimants

Les performances de la lévitation sont autant sensibles à la fluctuation de la direction de la polarisation des micro-aimants. Cette variation pourrait avoir aussi des impacts inattendus sur les performances du système. Afin d'illustrer cela, nous étudions à titre d'exemple l'impact que pourrait avoir la variation de l'angle de l'aimantation des micro-aimants sur la force diamagnétophorétique verticale. Prenons l'exemple des micro-aimants ayant un module fixe d'aimantation de 1 T, formant un angle avec le plan horizontal et qui varie de la manière illustrée sur la [Figure 3.10](#). Les résultats issus de cette simulation, révèlent l'existence d'un angle optimal pour la lévitation. En effet, l'angle donnant le meilleur compromis en terme d'amplitude et de raideur de la force verticale résultante est $\theta = \pi/2$ ([Figure 3.11](#)). Cet angle constitue aussi la solution la plus facile à mettre en oeuvre en technologies de fabrication collectives. Les simulation réalisées indiquent que la position de lévitation recule dans un premier temps vers le bas en diminuant l'angle θ . Puis, pour les valeurs inférieure à $\sim 75^\circ$, une autre position de lévitation stable apparaît. Ensuite cet effet s'accroît (la raideur de la force devient grande au niveau de la seconde position stable) pour des angles plus faibles. Dans le cas de nos applications, l'apparition d'une autre position de lévitation stable peut être gênante pour diverses raisons, en particulier une éventuelle lévitation des microparticules dans des niveaux différents. Cependant, les autres angles peuvent être utiles pour d'autres applications spécifiques tel que pour avoir un point de stabilité entre les micro-aimants pour que la lévitation soit à l'abri des perturbations extérieures (flux d'air ou de liquides).

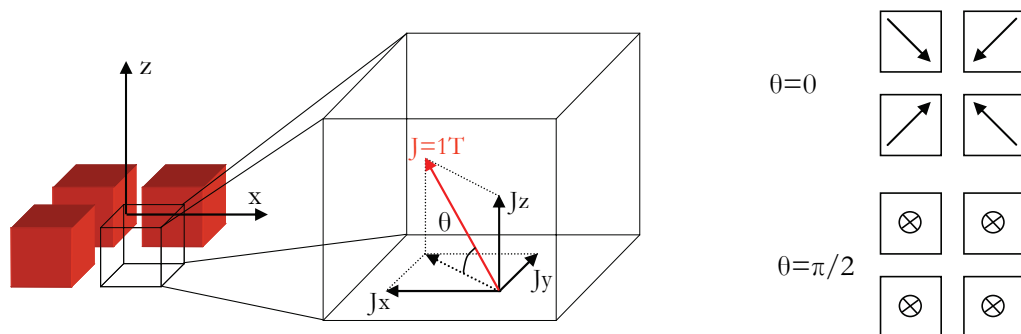


Figure 3.10. Aperçu de la manière avec laquelle vari l'angle de l'aimantation des micro-aimants de la structure.

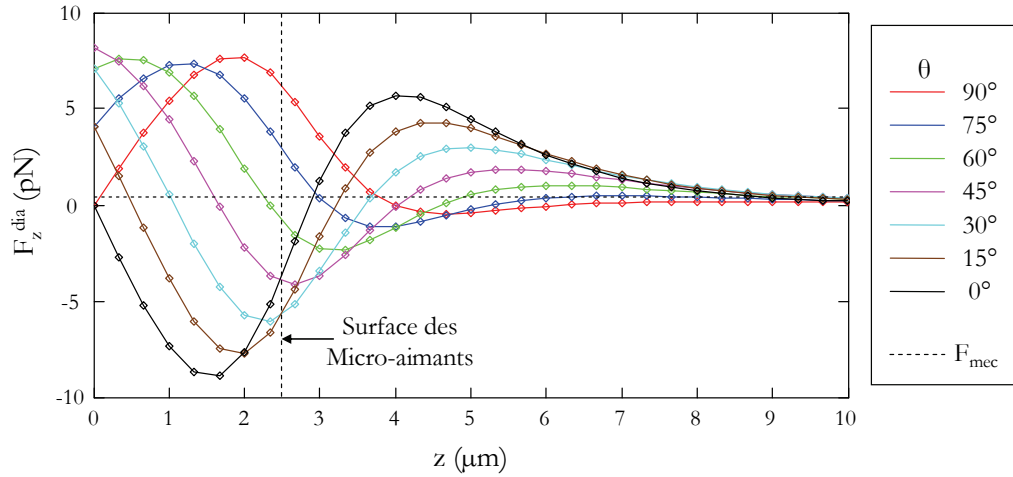


Figure 3.11. Evolution de la force diamagnétophorétique verticale en fonction de l'angle de l'aimantation des micro-aimants.

3.2 Confinement de microparticules sans contact

Nous illustrons ici une technique passive de confinement diamagnétophorétique de microparticules sans contact. A l'inverse des techniques attractives qui attirent les microparticules vers les maxima de l'énergie totale [23], [46], [47], sous l'action de forces diamagnétophorétiques répulsives suffisamment fortes, les microparticules sont repoussées vers les minima de l'énergie potentielle totale. En effet, l'énergie potentielle totale E_t , résulte de la somme de : l'énergie potentielle magnétique E_{mag} et l'énergie potentielle mécanique E_{mec} :

$$\begin{aligned}
 E_{mec} &= g \cdot \nabla \rho \cdot z \\
 E_{mag} &= -\frac{\nabla \chi}{2 \cdot \mu_0} \cdot B^2 \\
 E_t &= E_{mec} + E_{mag} = g \cdot \nabla \rho \cdot z - \frac{\nabla \chi}{2 \cdot \mu_0} \cdot B^2
 \end{aligned} \tag{3.8}$$

Etant donné que l'énergie potentielle mécanique est nulle dans le plan horizontal, l'expression de l'énergie prend deux valeurs : E_t^{\parallel} dans le plan horizontal, et E_t^{\perp} dans le plan vertical [48]:

$$E_t^{\perp} = E_{mec} + E_{mag} = g \cdot \nabla \rho \cdot z - \frac{\nabla \chi}{2 \cdot \mu_0} \cdot v \cdot B^2 \tag{3.9}$$

$$E_t // = E_{mag} = -\frac{\nabla\chi}{2 \cdot \mu_0} \cdot v \cdot B^2 \quad (3. 10)$$

Les positions des minima de l'énergie totale dans le plan vertical sont ainsi situées au-dessous de celles du champ magnétique. Cela est dû à la valeur positive de l'énergie mécanique. Cependant, les positions des minima de l'énergie totale dans le plan horizontal sont superposées à celles du champ magnétique. Les minima de l'énergie totale peuvent prendre des formes différentes, et parmi les formes existantes, nous nous intéressons aux minima de l'énergie totale ponctuels. Les corps diamagnétiques à ces minima ponctuels de l'énergie potentielle, subissent une force nulle, et des forces de rappel autour de ces positions. Il s'agit donc de positions dans lesquelles les microparticules vont se positionner d'une manière stable, semblables à des « filets magnétiques virtuels » que nous les appellerons désormais des pièges ou filet ponctuels. Un minimum d'énergie ponctuel peut être obtenu par diverses configurations. Nous présentons sur la [Figure 3.12](#), un exemple de dispositif capable de réaliser un minimum ponctuel unique d'énergie, produit par un aimant comportant un trou circulaire. Ce trou peut prendre d'autres formes : carrée, rectangulaire, ellipsoïdale, etc. Ainsi, dans le cas de la présence de plusieurs microparticules dans la zone de confinement ([Figure 3.12 \(b\)](#)), celles-ci vont être confinées autour de ce creux d'énergie magnétique. Les microparticules dans cette zone subissent des forces d'auto-centrage vers le centre du filet magnétique ([Figure 3.13](#)).

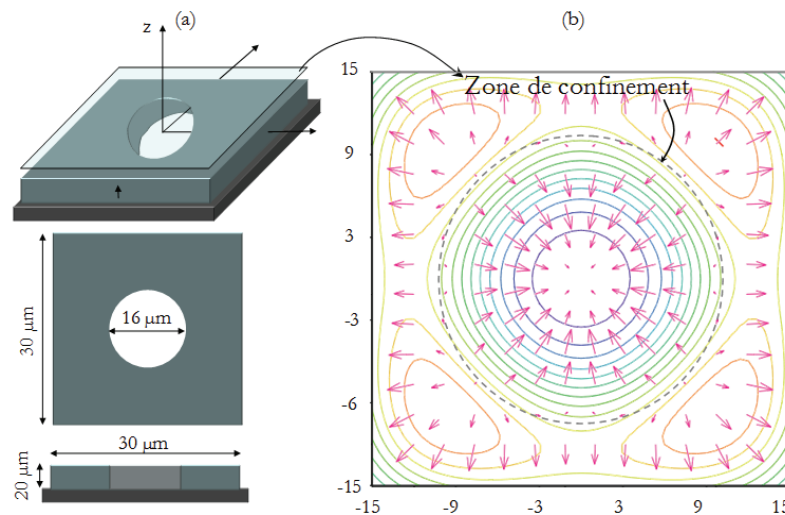


Figure 3.12 (a) Aperçu du dispositif, (b) tracés des isovaleurs de l'énergie potentielle et du champ vectoriel de $\nabla(B^2)$, simulés à $5 \mu\text{m}$ au-dessus des micro-aimants.

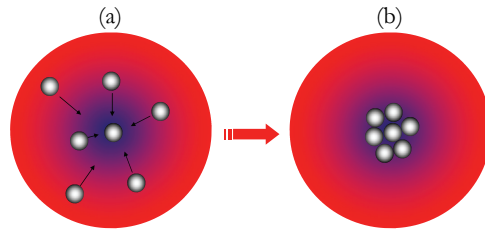


Figure 3.13. (a) Microparticules repoussées vers le centre du filet magnétique, (b) confinement de ces microparticules autour de centre de ce piège magnétique.

3.3 Micropositionnement sans contact de microparticules

Imaginons un dispositif capable de produire plusieurs filets magnétiques identiques situés dans le même plan horizontal. Les microparticules dans une telle configuration seront attirées et puis micropositionnées dans ces pièges magnétiques ponctuels. Chaque microparticule se déplacera en effet de sa position dans laquelle se trouve, à la position adjacente qui lui permettra de minimiser au maximum son énergie. Ce déplacement durera jusqu'à sa stabilisation au niveau de l'un de ces filets magnétiques ponctuels. En exploitant ce concept, nous pouvons ainsi matricer des corps au niveau de ces filets magnétiques ponctuels. En guise d'exemple, une structure de micropositionnement peut être une matrice de trous élaborés à travers une couche magnétique (Figure 3.14). Une matrice de filets ponctuels est ainsi produite au-dessus des trous du dispositif [39]. En spécifiant préalablement, lors de la conception du dispositif, les positions de ces creux d'énergie magnétique, nous pouvons ainsi prédéfinir les futurs emplacements des microparticules à l'issue du processus du micropositionnement. Il est possible cependant que quelques microparticules se mettent dans le même piège magnétique. Ce phénomène pourrait être minimisé en optimisant les paramètres de la structure.

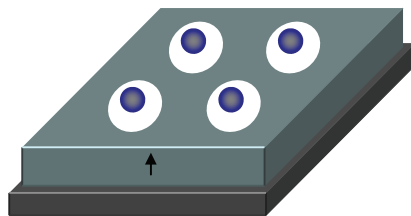


Figure 3.14 Microparticules micropositionnées dans des pièges magnétiques ponctuels formés au-dessus des trous que compte la structure.

3.3.1 Etude fonctionnelle d'une structure de micropositionnement

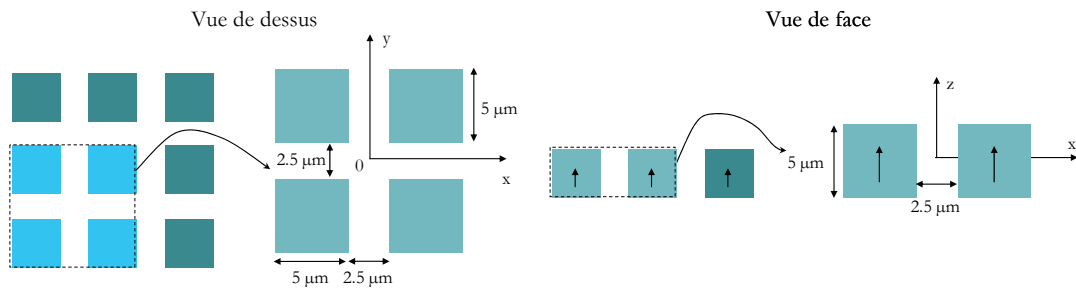


Figure 3.15 Aperçu de la matrice de micro-aimants.

Le micropositionnement des microparticules peut être réalisé par un dispositif inspiré de celui illustré sur la [Figure 3.1](#). Afin de former une matrice de filets magnétiques, il suffit de dupliquer le filet ponctuel unique fournit par la structure initiale, en plusieurs exemplaires ([Figure 3.15](#)). La partie suivante est consacrée à l'étude fonctionnelle de ce dispositif de micropositionnement. Nous prenons le cas d'une matrice de 3×3 micro-aimants parallélépipédiques ([Figure 3.15](#)), formant quatre pièges ponctuels situés au-dessus des croisements des gaps entre les micro-aimants ([Figure 3.16 \(b\)](#)). Les propriétés des microparticules et du milieu sont les mêmes que précédemment ([Tableau 3.1](#)).

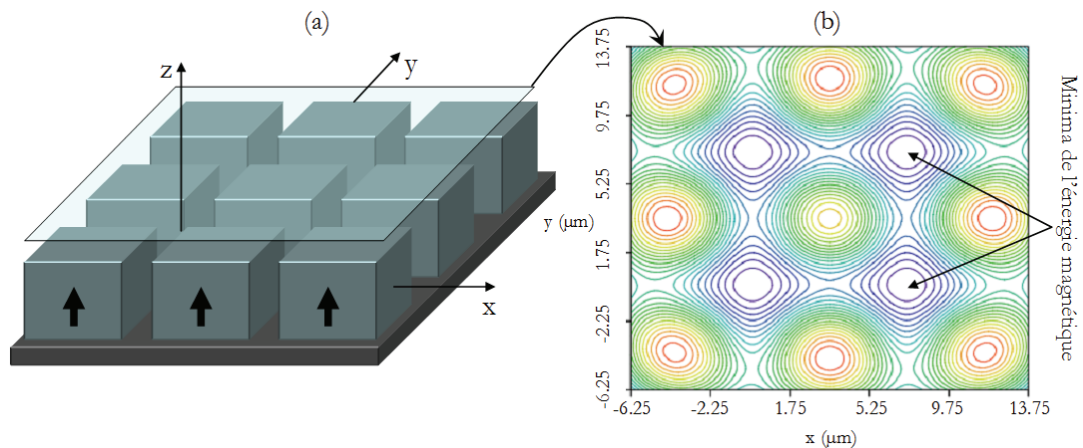


Figure 3.16 (a) Aperçu 3D de la structure, (b) isovaleurs de l'énergie magnétique simulée dans le plan horizontal situé à $1 \mu\text{m}$ au-dessus de la surface de la structure. Les minima de l'énergie sont situés au-dessus des croisements entre les micro-aimants.

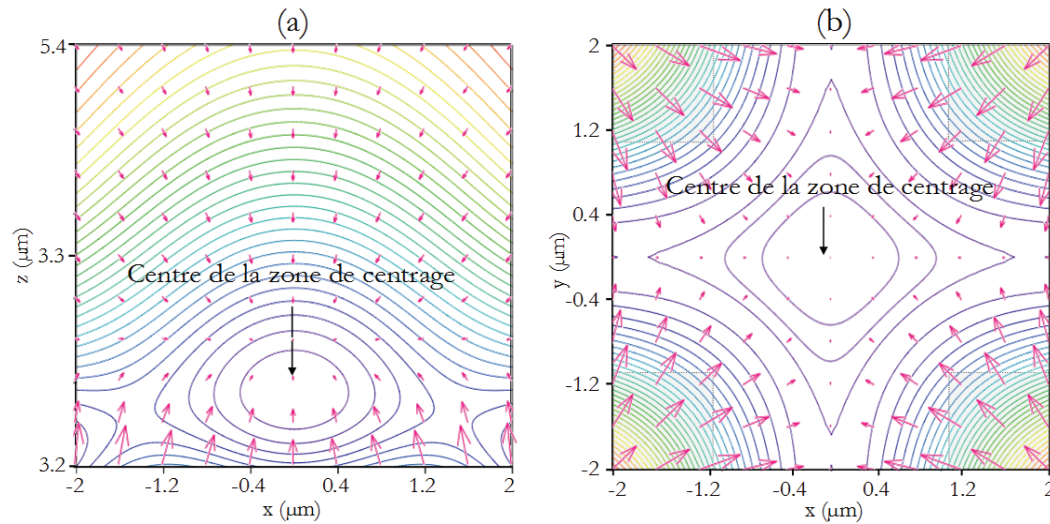


Figure 3.17 Tracés du champ vecteur de la force totale et les isovalues de l'énergie potentielle totale, (a) dans le plan vertical ($y=0$), (b) dans le plan horizontal ($z=3.77 \mu\text{m}$).

Les courbes affichées sur la [Figure 3.17](#), sont issus de la superposition du champ vecteur de la force totale appliquée sur la bille de Bismuth avec des isovalues de l'énergie magnétique totale. Les isovalues de l'énergie totale de la bille dans les deux plans démontrent que les filets magnétiques sont situés aux croisements des gaps entre les micro-aimants. Le champ vecteur de la force totale dans les deux plans indique que la bille subit en effet un auto-centrage vers le centre du filet ponctuel situé à $x=y=0$ et $z=3.77 \mu\text{m}$. Afin d'illustrer la manière avec laquelle les microparticules réagissent auprès des micro-aimants, une étude dynamique du dispositif a été effectuée. Elle permet en outre l'étude des performances micropositionnement. Cette étude consiste à simuler la dynamique de quatre billes de Bismuth relâchées au même moment et de la même hauteur au-dessus de la structure à $z=12.5 \mu\text{m}$. Les quatre billes sont relâchées avec une vitesse initiale de -1.2 mm/s depuis des endroits différents du plan de la matrice. Cette vitesse initiale a été choisie pour qu'elle corresponde à la vitesse des billes en régime établi dans le cas d'une chute libre. Le calcul de la vitesse limite des billes est indiqué ci-après.

Une microparticule en chute libre est soumise à son poids F_g , à la force d'Archimède F_a et à celle issus des frottements avec l'air F_d . Ainsi, le bilan des forces verticales est donné par :

$$F_g - F_a = F_d \quad (3.11)$$

$$V \cdot \nabla \rho \cdot g = 6 \cdot \pi \cdot r \cdot \eta \cdot v_\infty \quad (3.12)$$

$$v_{\infty} = \frac{2.r^2 * \nabla\rho.g}{9.\eta} \quad (3. 13)$$

$\nabla\rho$ = contraste de densité volumique entre la microparticule et l'air

Avec : v_{∞} = vitesse limite de la microparticule

η = viscosité de l'air

D'après les résultats affichés sur la [Figure 3.18](#), nous constatons que les microparticules durant leurs chutes respectives, commencent à ressentir les forces diamagnétophorétiques horizontales à partir de 5 μm au-dessus de la surface des micro-aimants. A partir de ce moment, le processus de micropositionnement commence et les microparticules sont guidées sans contact vers leurs filets respectifs. Les microparticules s'immobilisent à la fin de leurs parcours au niveau de ces filets virtuels d'énergie magnétique et demeurent en lévitation dans l'air. Ces résultats obtenus révèlent la haute résistance de ces filets magnétiques aux fortes inerties des microparticules de Bismuth (matériau très dense) en chute libre. Ce qui indique que ces filets magnétiques sont assez rigides pour empêcher les microparticules de les traverser. D'après les courbes de la [Figure 3.19](#) indiquant les vitesses respectives de chaque microparticule sur les trois axes, le micropositionnement de ces quatre billes a duré autour de 20 ms. Cette durée nécessaire aux billes pour s'immobiliser dans leurs filets respectifs.

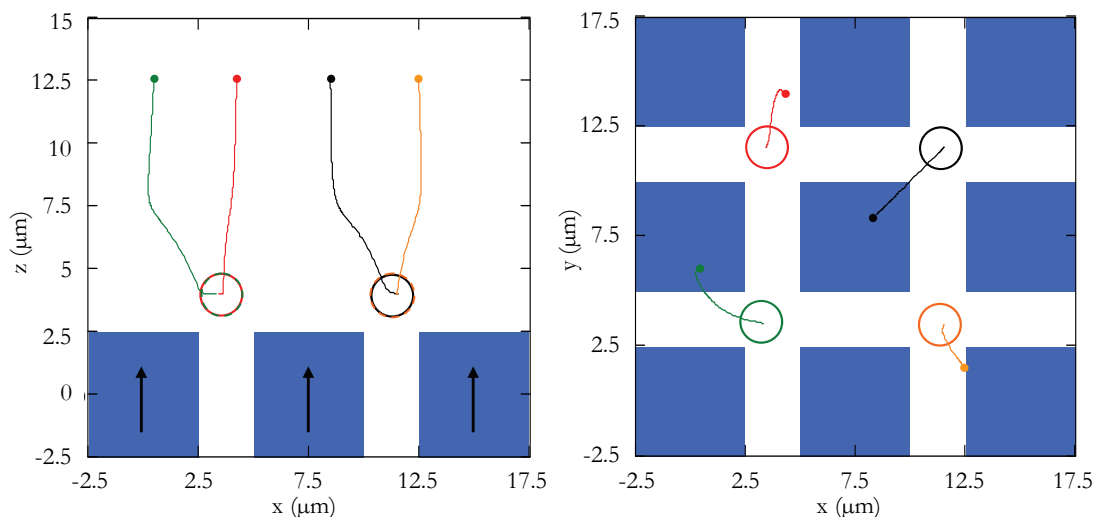


Figure 3.18 Simulation du comportement dynamique des microparticules, (a) dans le plan vertical, (b) dans le plan horizontal.

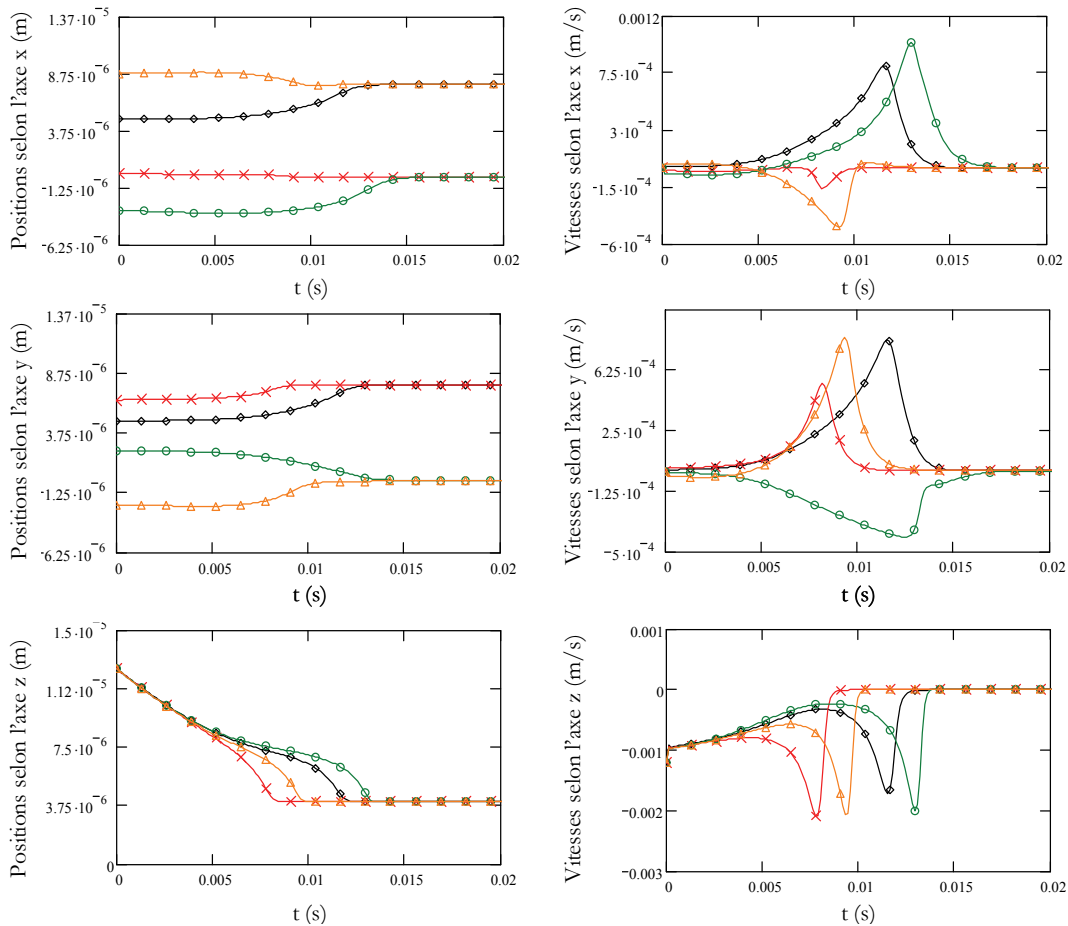


Figure 3.19 Simulations dynamique de la position et de la vitesse respectives des quatre billes pendant le processus de micropositionnement.

3.4 Canal de guidage et actionnement dynamique à distance

Dans la partie précédente nous avons abordé les filets ponctuels, utilisés pour réaliser le confinement et de micropositionnement des microparticules. Dans le second volet de ce chapitre, nous nous focalisons sur une autre forme que pourrait prendre les minima d'énergie totale. Il s'agit de minima de formes linéaires, que nous les appellerons désormais des « pièges ou filets linéaires », et que nous les comparons à des « canaux virtuels linéaires de l'énergie potentielle totale ». De même que par les pièges ponctuels, les microparticules subissant une diamagnétophorèse répulsive à la présence de ces pièges linéaires, sont repoussées envers ces derniers. Elles seront indifféremment stables le long de ces pièges linéaires comme l'eau est en équilibre indifférencié le long d'un canal horizontal. Ainsi, il suffit pour déplacer ces microparticules d'introduire une autre force

suivant la direction sur laquelle ces corps sont indifféremment stables (comme l'eau dans une gouttière). En conséquence, ces corps subissent un guidage magnétique le long de ces canaux qui les empêche de s'écarter de ce canal virtuel de guidage. Les canaux de guidage magnétique, peuvent être réalisés par une configuration matricielle de micro-aimants parallélépipédiques parallèles espacés par des gaps (Figure 3.20). Ces micro-aimants doivent être suffisamment longs pour minimiser au maximum les effets de bord. Les microparticules dans une telle configuration sont indifféremment stables le long des gaps entre les micro-aimants. Une petite force quelconque : magnétique, électrique, pinces optiques ou autre, peut suffire pour déplacer ces corps le long du canal de guidage magnétique en lévitation. Dans cette optique, nous présentons dans la partie suivante, des exemples de concepts pouvant réaliser le déplacement de microparticules dans ces canaux de guidage magnétique.

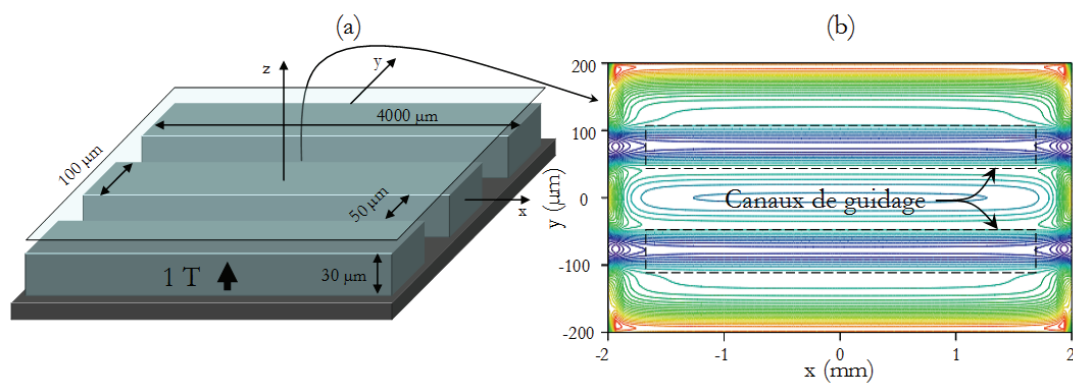


Figure 3.20 (a) Configuration de micro-aimants parallèles, (b) isovaleurs de l'énergie magnétique dans le plan situé à 20 µm au-dessus du dispositif montrant que les minima de l'énergie prennent la forme de canaux entre les micro-aimants.

3.4.1 Guidage magnétique et actionnement par un effet de gravitation

Une première structure permettant la formation d'un canal de guidage linéaire horizontal est illustrée sur la Figure 3.21 (a). Elle comporte deux micro-aimants parallélépipédiques séparés par un gap. Les micro-aimants doivent être particulièrement assez longs et également grands par rapport à la taille des micro-objets. Ainsi, nous parviendrons à s'approcher le mieux de la configuration idéale dans laquelle les microparticules lèvitent d'une manière indifféremment stables le long du canal entre les aimants. Etant donné que le filet linéaire est horizontal au plan, les microparticules ne

manifestent aucun mouvement à l'absence de forces extérieures. Ainsi, afin de mouvoir les micro-objets, nous proposons trois variantes de la structure [Figure 3.21 \(a\)](#). Les trois variantes utilisant l'effet gravitationnel pour induire le mouvement des corps en lévitation de manières différentes :

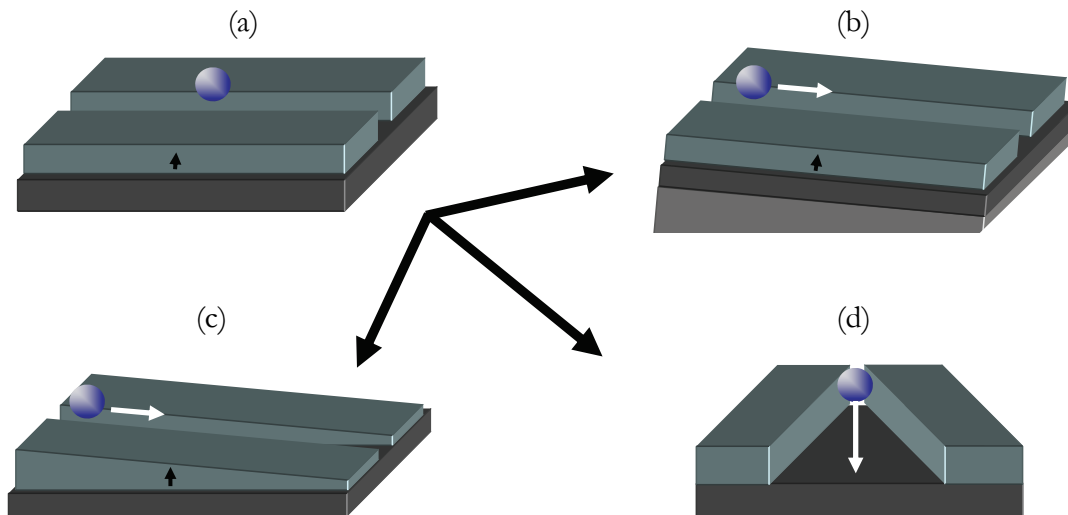


Figure 3.21 (a) structure dans laquelle les micro-objets se positionnent d'une manière indifféremment stable le long du canal de guidage magnétique, (b, c, d) structures variantes permettant à la fois le guidage magnétique de microparticules et l'actionnement par un effet gravitationnel.

- 1) une configuration dans laquelle les micro-aimants sont placés en sus d'une surface en pente ([Figure 3.21 \(b\)](#)). Cette structure est la plus facile à élaborer par les technologies de fabrication collectives.
- 2) deux micro-aimants ayants une forme trapézoïdale avec une base parallèle au plan et une surface haute en pente ([Figure 3.21 \(c\)](#)).
- 3) deux micro-aimants placés en antiparallèle ([Figure 3.21 \(d\)](#)).

Prenons l'exemple de la structure illustrée sur la [Figure 3.21 \(b\)](#). Le bilan des forces est affecté par rapport à celui de la [Figure 3.21 \(a\)](#). Une composante du poids des micro-objets intervient dans le bilan des horizontales ([Figure 3.22](#)). Cela rend la force totale résultante non nulle. Ainsi, les microparticules parviendront à se déplacer dans la direction de cette composante de force issue du poids de la microparticule.

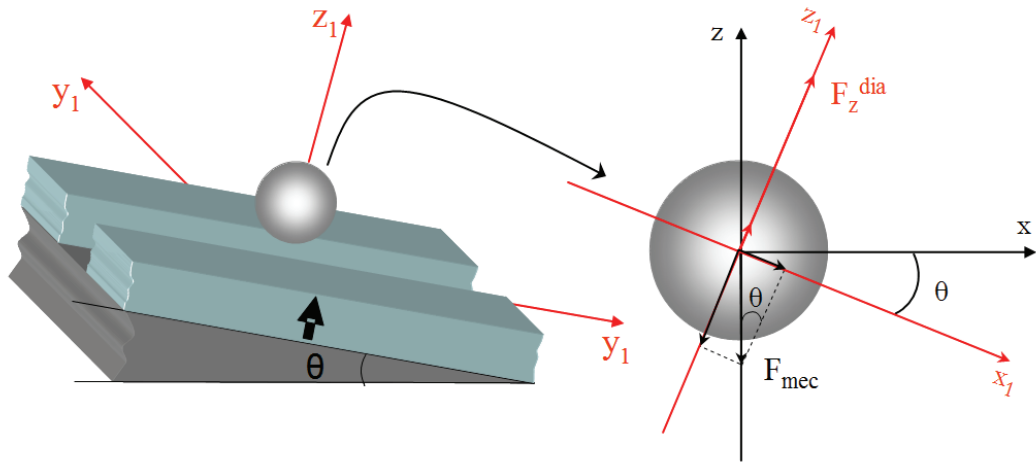


Figure 3.22 Bilan des forces appliquées sur une microparticule dans le canal de guidage magnétique.

La partie suivante est consacrée à une étude applicative portant sur la structure affichée sur la [Figure 3.22 \(b\)](#). Nous prenons l'exemple d'une bille de $10\ \mu\text{m}$ de taille dans un milieu constitué d'air ayant les propriétés affichées sur le [Tableau 3.1](#). Les paramètres géométriques et magnétiques de la structure sont affichés sur le [Tableau 3.2](#). L'angle d'inclinaison des micro-aimants par rapport au plan horizontal est de $\theta = \pi/15$ (un angle un peu excessif choisi pour accentuer l'actionnement gravitationnel). Dans un premier temps, nous illustrons sur la [Figure 3.23](#), les courbes des composantes de la force totale appliquée sur la bille dans repère local (x_1, y_1, z_1) . La courbe affichée sur la [Figure 3.24 \(a\)](#), indique que la microparticule subit une force verticale totale selon z_1 , qui s'annule à $z \approx 60\ \mu\text{m}$. La raideur de cette force est négative. Cette position correspond ainsi à un point de lévitation stable sur l'axe z_1 . D'autres simulations ont été effectuées pour calculer l'évolution de la position de lévitation verticale le long du canal entre les micro-aimants. La courbe de [Figure 3.24 \(b\)](#), indique que la bille reste quasiment à la même position verticale de lévitation pendant son déplacement le long du filet linéaire.

Hauteur	Largeur	longueur	Gap	Rémanence
$100\ \mu\text{m}$	$100\ \mu\text{m}$	$400\ \mu\text{m}$	$30\ \mu\text{m}$	1 T

Tableau 3.2 Paramètres physiques et géométrique des micro-aimants.

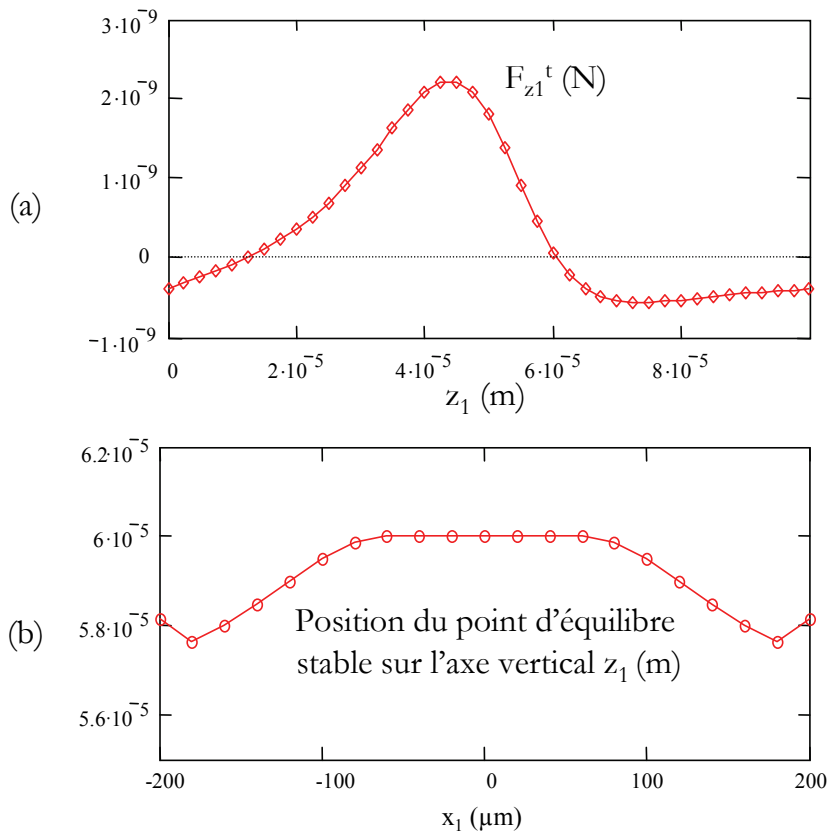


Figure 3.23 (a) Tracé de la force diamagnétophorétique verticale totale $F_{z_1}^t$ appliquée sur la microparticule suivant l'axe z_1 , (b) tracé de la hauteur de la lévitation de la microparticule le long du canal de guidage suivant l'axe x_1 .

La force horizontale appliquée sur la microparticule suivant la direction x_1 et quasi constante le long du gap entre les micro-aimants. En effet, la force totale suivant cet axe est issue de la superposition de deux forces : une composante du poids de la bille, et la force diamagnétophorétique sur cet axe. Cela justifie pourquoi la courbe de cette force n'est pas parfaitement centrée par rapport à la position $x_1=0$ (Figure 3.24 (a)). Etant donné que la force diamagnétophorétique horizontale suivant la longueur du canal du guidage est d'une valeur très négligeable, la force totale subite par la microparticule est :

$$F_x^t = F_{mec} \cdot \sin(\theta) \approx F_g \cdot \sin(\theta) \quad (3.14)$$

La courbe affichée sur la Figure 3.24 (b), montre l'évolution de la force appliquée sur la microparticule dans la largeur du gap suivant l'axe y_1 . La force suivant cet axe est d'une nature purement diamagnétophorétique cette fois-ci. Cette courbe indique que la bille

subit une force relativement forte d'une valeur maximale égale à $\sim 250\%$ son poids avec une raideur de ~ 50 pN/ μm . Cette force assure le auto-centrage de la microparticule dans la largeur du canal entre les micro-aimants.

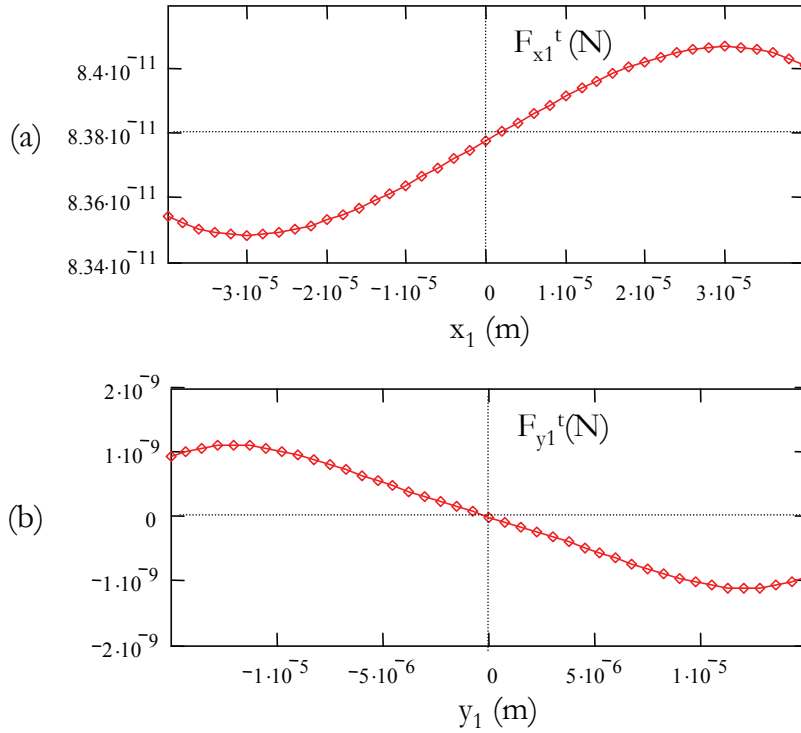


Figure 3.24 (a) Tracé de la force diamagnétophorétique horizontale appliquée sur la microparticule selon l'axe x_1 , (b) la force diamagnétophorétique horizontale appliquée sur la microparticule selon l'axe y_1 .

Afin d'illustrer le guidage magnétique subi par la microparticule durant son déplacement par l'effet gravitationnel, nous exposons sur la [Figure 3.25](#), la superposition des isovalues de l'énergie totale de la microparticule et le champ vecteur de la force totale appliquée sur cette dernière dans le repère local. D'après les simulations réalisées affichées sur ces deux figures, le canal de guidage dans le plan vertical est situé au-dessus des micro-aimants à une hauteur $z_1 \approx 60$ μm . Cette simulation est donc cohérente avec les résultats précédents. Le champ vecteur de la force totale subi par la microparticule indique que celle-ci reste en lévitation au-dessus des micro-aimants ([Figure 3.25 \(a\)](#)). Cette force est relativement forte à la proximité des micro-aimants. Elle change peu à peu son orientation verticale dans le canal de guidage en indiquant le sens du mouvement que va prendre la microparticule. Les simulations confirment aussi que la microparticule est parfaitement confinée et centrée dans le plan horizontal le long du canal de guidage ([Figure 3.25 \(b\)](#)). Le

champ vecteur de la force totale démontre que quelque soit-elle la position initiale de la microparticule dans la zone simulée, celle-ci subira à la fois une force de translation suivant l'axe x_1 , et aussi autre force d'auto-centrage suivant l'axe y_1 . Il ressort ainsi de ces simulations, que la bille dans le plan vertical comme horizontal, subit un guidage diamagnétophorétique suivant l'axe y_1 et z_1 , et également un actionnement gravitationnel suivant l'axe x_1 .

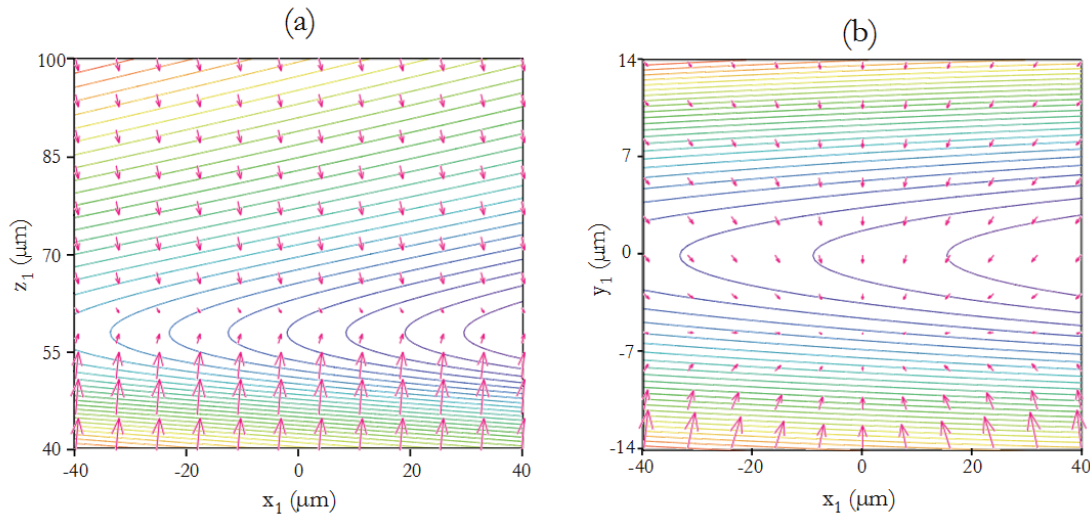


Figure 3.25 Tracés du champ vecteur de la force et les isovalues de l'énergie totale, (a) dans le plan vertical à $y_1 = 0$, (b) dans le plan horizontal au niveau de la hauteur de lévitation $z_1 = 60 \mu\text{m}$.

Nous considérons pour l'étude dynamique du système des micro-aimants de $2000 \mu\text{m}$ de longueur pendant que les autres dimensions restent inchangées par rapport à ceux de la structure étudiée précédemment. La microparticule est relâchée à l'instant $t=0$, avec une vitesse initiale nulle, à la position $x_1 = -100 \mu\text{m}$, $y_1 = -3 \mu\text{m}$ et $z_1 = 65 \mu\text{m}$. Cette position a été choisie pour que la microparticule soit à l'extérieur la ligne de centrage suivant tous les axes. Les résultats issus des simulations effectuées sont affichés sur la [Figure 3.26](#). Elles indiquent que la bille se déplace par l'effet de la gravitation suivant l'axe x_1 . Elle manifeste un comportement oscillatoire au début de son parcours, avant de converger vers la ligne de centrage situé à $z_1 = 60 \mu\text{m}$ et $y_1 = 0$. L'amortissement de ces oscillations est dû aux forces de Stokes appliquées sur les microparticules qui sont proportionnelles à leur vitesse de déplacement.

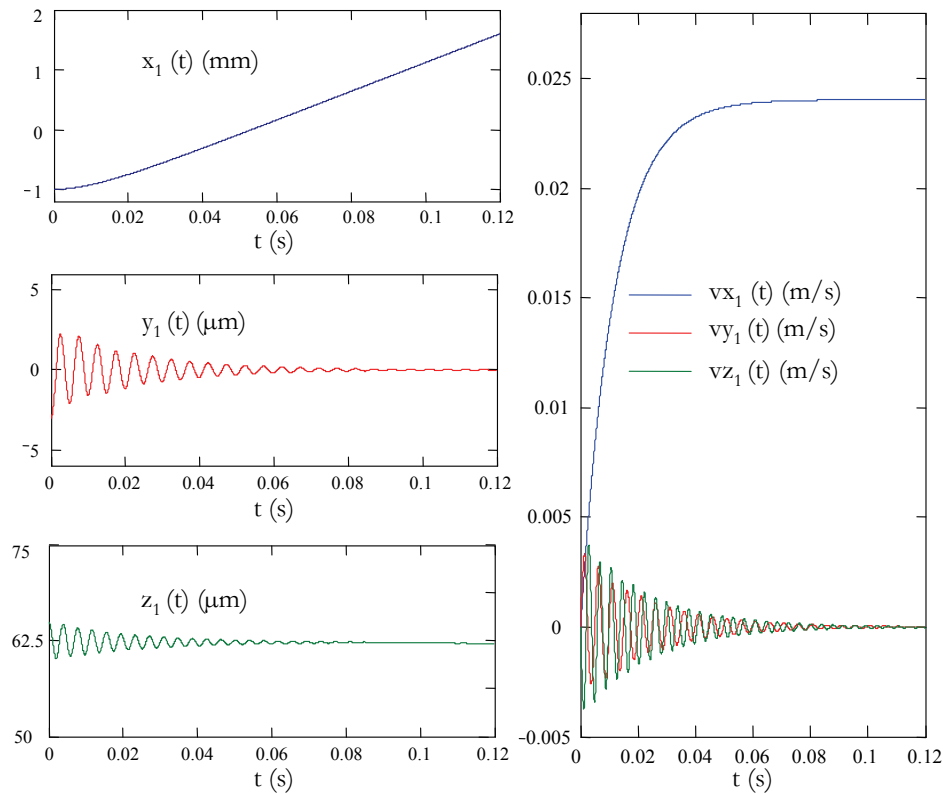


Figure 3.26 Comportement dynamique de la microparticule dans le repère local.

3.4.2 Guidage magnétique et actionnement hydrodynamique

Nous étudions dans cette partie la faisabilité d'un guidage magnétique combiné avec un actionnement hydrodynamique de microparticules en lévitation. Le dispositif utilisé comporte un canal microfluidique, très proche de celui de l'étude précédente (Figure 3.28). Nous nous intéressons ainsi seulement à son étude dynamique. Nous supposons que le fluide se déplace avec une vitesse horizontale constante $v_f=1.2$ cm/s le long du canal. Nous supposons aussi que la présence de la microparticule dans le fluide en mouvement n'engendre pas de turbulences. L'étude porte sur deux microparticules de natures différentes : une bille de Bismuth (p1), et une gouttelette d'eau (p2). Ces microparticules sont respectivement placées dans deux milieux fluidiques différents : eau (m1), et air (m2). Les caractéristiques physiques des milieux sont illustrées sur le Tableau 3.3. Les deux microparticules sont relâchées à l'instant $t=0$, avec une vitesse nulle depuis la position $x=-80$ μm , $y=-3$ μm et $z=65$ μm . Les résultats issus des simulations dynamiques correspondant aux configurations (P1, M1) et (P2, M2), sont illustrés sur la Figure 3.28.

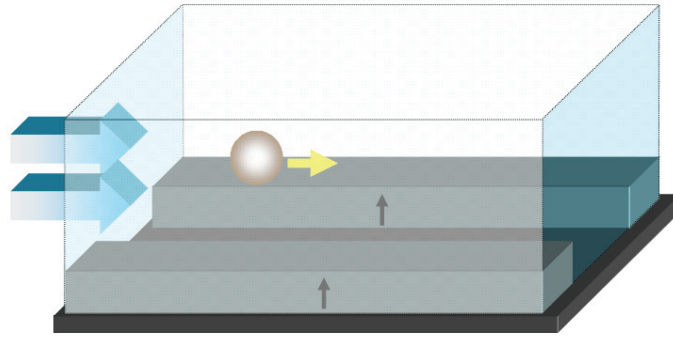


Figure 3.27 Aperçu du dispositif étudié dans le cas d'actionnement hydrodynamique.

	Matériaux	χ ($\times 10^{-6}$)	Densité (kg/m ³)	Viscosité (Pa. s)
Milieu (M1)	diamagnétique (eau)	-9.048	1000	1.005×10^{-3}
Milieu (M2)	Paramagnétique (air)	+0.37	~ 1.06	18.5×10^{-6}

Tableau 3.3 Paramètres physiques des milieux fluidiques M1 et M2.

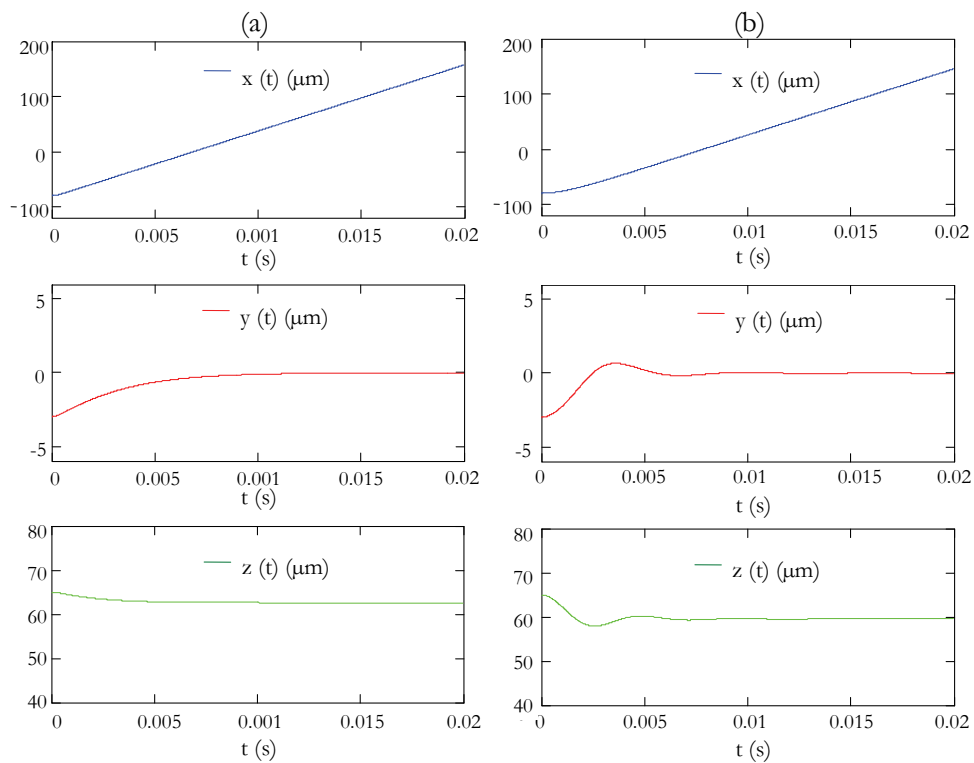


Figure 3.28 Résultats dynamiques, (a) cas de la configuration (P1, M1), (b) cas de la configuration (P2, M2).

Les résultats des simulations obtenus, indiquent que les deux microparticules sont emportées le long du canal de guidage par les fluides en mouvement. La gouttelette dans la configuration (P2, M2), manifeste une légère oscillation par rapport à la bille de Bismuth de la configuration (P1, M1). Cette oscillation est due à la faible viscosité de l'air ambiant. Par ailleurs, durant le régime établi, les deux microparticules lèvent à deux hauteurs différentes. En effet, la gouttelette d'eau lévite plus bas que la bille de Bismuth de par leurs constantes de sustentations différentes. Les deux microparticules arrivent à la fin du temps de simulation à parcourir presque la même distance selon l'axe x (la bille de Bismuth est légèrement en avance). Cependant les énergies nécessaires pour mouvoir les deux fluides à la même vitesse n'est pas la même. Il va falloir certainement dissiper plus d'énergie dans le cas de la configuration (P1, M1), en terme de pression appliquée dans le canal pour obtenir le même résultat de la configuration (P2, M2).

3.5 Conclusion

Il ressort de l'étude présentée au début de ce chapitre, la démonstration de la faisabilité de nouvelles techniques magnétiques de confinement et/ou le micropositionnement de microparticules par des structures à micro-aimants. Nous avons exposé au cours de la première partie de ce chapitre, la manière avec laquelle nous avons pu exploiter l'effet diamagnétophorétique négatif pour donner naissance à une lévitation stable et passive dans des filets magnétiques ponctuels. Les résultats obtenus confirment l'absence de tout contact physique entre les microparticules et le dispositif lors du processus de micropositionnement.

Dans le deuxième volet de ce chapitre, nous avons illustré une technique de guidage magnétique de microparticule. Puis, nous avons montré comment peut-on combiner le guidage magnétique avec d'autres forces : gravitationnel ou hydrodynamique, pour pouvoir déplacer dynamiquement et sans contact des microparticules en lévitation. Cette dernière technique est en effet attrayante et peut avoir plusieurs débouchés dans le domaine de la micromanipulation. Elle pourrait être en particulier une alternative à la microfluidique classique à base de canaux.

Vers un microréacteur biochimique sans contamination

Applications au convoyage contrôlé de microparticules

Dans le troisième chapitre, nous avons montré les fondements d'une nouvelle approche de micropositionnement de microparticules en lévitation basée sur le principe de la diamagnétophorèse négative. Nous avons également présenté comment la diamagnétophorèse peut être combinée avec d'autres effets, afin de donner naissance à une forme de guidage dynamique sans contact de microparticules. Dans le présent chapitre, nous décrivons deux techniques différentes permettant un actionnement contrôlable de microparticules en lévitation, à travers deux dispositifs qui feront l'objet d'une étude applicative détaillée.

Nous reportons dans le premier volet un bref rappel de la diélectrophorèse conventionnelle (c-DEP). Ce rappel est particulièrement focalisé sur une de ses variantes appelée diélectrophorèse à onde progressive (tw-DEP). Ensuite, nous présentons l'association du principe de la tw-DEP avec la lévitation diamagnétique. Le but est d'obtenir les fonctionnalités suivantes : l'actionnement à distance des microparticules, et leur guidage en lévitation (cf. chapitre 3). Nous clôturons ce volet par une étude fonctionnelle du dispositif développé associant ces deux fonctionnalités.

Le second volet de ce chapitre est dédié à la description d'une technique alternative à base de forces magnétiques pour atteindre le même objectif que précédemment, c'est-à-dire, l'actionnement des microparticules en lévitation sans contact. Nous présentons dans cette partie le dispositif développé réalisant cette fonctionnalité. Puis, une étude fonctionnelle du dispositif sera présentée. Cette étude portera cette fois-ci sur l'exemple d'actionnement dans l'air d'une gouttelette d'eau en lévitation.

4.1 Diélectrophorèse à onde progressive (tw-DEP) : rappels

Pohl fut en 1951 le premier à employer le terme « diélectrophorèse » pour désigner le déplacement induit sur une microparticule polarisable par l'action d'un champ électrique non-uniforme, continu ou alternatif [9]. Le mot est en partie emprunté au grec -phoresis,

signifiant mouvement, le préfixe dielectro- ayant été choisi pour évoquer l'origine du phénomène, c'est-à-dire la polarisation de milieux diélectriques sous l'effet d'un champ électrique [10]. Cette technique de manipulation est active (nécessité d'appliquer des tensions pour engendrer un champ électrique non-uniforme) et fonctionnelle à la fois en mode contact et sans contact. Cependant, l'opérabilité du mode sans contact n'est possible que dans les milieux liquides ou avec un dispositif d'asservissement, à cause des propriétés diélectriques de l'air qui ne permettent pas une diélectrophorèse négative (par répulsion). La diélectrophorèse permet donc sous l'effet d'un champ électrique non-uniforme, le déplacement de corps diélectriques dans leurs milieux de suspension. Dans notre travail, nous avons exploité une variante de la diélectrophorèse « tw-DEP », l'acronyme de *Travelling Wave Dielectrophoresis*, ce qui veut dire : diélectrophorèse à onde progressive [51], [52]. Nous commençons par un rappel des principes de bases de la diélectrophorèse conventionnelle : c-DEP et de la tw-DEP. Ensuite, nous présentons l'étude du dispositif développé basé sur le principe de la tw-DEP.

4.1.1 Principe de la diélectrophorèse : modèle dipolaire

Un corps neutre placé dans un champ électrique, se polarise et se comporte comme un dipôle électrostatique. Les actions subies par le dipôle sont représentées par la somme des deux forces (Figure 4.1) :

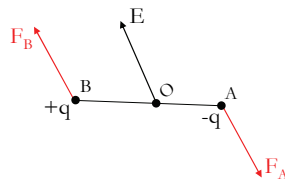


Figure 4.1 Doublet électrostatique.

$$\begin{aligned} F_A &= -qE(A) \\ F_B &= +qE(B) \end{aligned} \quad (4.1)$$

Si le champ est uniforme, $E(A) = E(B)$, la force résultante est nulle :

$$F = F_A + F_B = 0 \quad (4.2)$$

Dans le cas d'un champ électrique non-uniforme, les forces de Coulomb s'exerçant sur les charges opposées ne se compensent pas, ce qui engendre un déplacement de l'objet polarisé. La force résultante en fonction du moment dipolaire électrique m caractérisant le dipôle s'écrit :

$$F = (m \cdot \nabla)E \quad (4.3)$$

Dans le cas d'une sphère d'un rayon r , sous l'action d'un champ E , et immergée dans un milieu de permittivité ε_m , ce calcul conduit à l'expression :

$$m = 4\pi\varepsilon_m K(\omega) r^3 E \quad (4.4)$$

$$K(\omega) = \frac{\varepsilon_p^* - \varepsilon_m^*}{\varepsilon_p^* + 2\varepsilon_m^*} = \Re[K(\omega)] + j\Im[K(\omega)] \quad (4.5)$$

Le terme $K(\omega)$, appelé le facteur de Clausius-Mossotti, fait intervenir les permittivités complexes respectives de la microparticule et de son milieu de suspension, ε_p^* et ε_m^* :

$$\begin{aligned} \varepsilon_p^* &= \varepsilon_p - j \frac{\sigma_p}{\omega} \\ \varepsilon_m^* &= \varepsilon_m - j \frac{\sigma_m}{\omega} \end{aligned} \quad (4.6)$$

ε_p et ε_m sont respectivement les constantes diélectriques de la microparticule et de son milieu de suspension. σ_p et σ_m , désignent leurs conductivités respectives. La variable ω fait référence à la pulsation du champ électrique appliqué. Les composantes de la force s'expriment de la manière suivante :

$$F e_a = m_x \frac{\partial E_x}{\partial a} + m_y \frac{\partial E_y}{\partial a} + m_z \frac{\partial E_z}{\partial a}, \quad a = [x, y, z] \quad (4.7)$$

En effectuant la substitution de $j\omega \rightarrow \partial/\partial t$ dans l'expression (4.4), on obtient [11] :

$$m_a = 4\pi\epsilon_m r^3 \left\{ \Re[k(\omega)]E_a + \Im\left[\frac{1}{\omega}k(\omega) \cdot \frac{\partial E_a}{\partial t}\right] \right\}, \quad a = [x, y, z] \quad (4.8)$$

D'où :

$$F_{e_a}(t) = 4\pi\epsilon_m r^3 \sum_{b=x,y,z} \left\{ \Re[k(\omega)]E_a + \Im\left[\frac{1}{\omega}k(\omega) \cdot \frac{\partial E_a}{\partial t}\right] \right\} \cdot \frac{\partial E_b}{\partial a}, \quad a = [x, y, z] \quad (4.9)$$

Ces relations, servent ainsi comme un point de départ à l'obtention de l'expression de la force de diélectrophorèse généralisée [54], [55]. Elles s'appliquent dans tous les cas de figure, c'est-à-dire lorsque la non-uniformité du champ provient d'une variation spatiale de son amplitude ou de sa phase, ce qui représente dans ce dernier cas de figure l'origine de la diélectrophorèse à onde progressive.

La moyenne temporelle de la force, effectuée sur une période T du champ électrique E :

$$F_{e_a}(t) = \frac{4\pi\epsilon_m r^3}{T} \int_0^T \sum_{b=x,y,z} \left\{ \Re[k(\omega)]E_a + \Im\left[\frac{1}{\omega}k(\omega) \cdot \frac{\partial E_a}{\partial t}\right] \right\} \cdot \frac{\partial E_b}{\partial a} \cdot dt \quad (4.10)$$

L'expression précédente moyennée sur une période T , peut s'écrire de la manière suivante dans le cas d'un champ alternatif ayant l'expression de la formule [11] :

$$\vec{E} = E_{x0} \cdot \cos(\omega t + \varphi_x) \vec{i} + E_{y0} \cdot \cos(\omega t + \varphi_y) \vec{j} + E_{z0} \cdot \cos(\omega t + \varphi_z) \vec{k} \quad (4.11)$$

$$\langle F(t) \rangle = 2\pi\epsilon_m r^3 \left\{ \underbrace{\Re[K(\omega)] \nabla E_{eff}^2}_{c-DEP} + \underbrace{\Im[K(\omega)] (E_{x0}^2 \cdot \nabla \varphi_x + E_{y0}^2 \cdot \nabla \varphi_y + E_{z0}^2 \cdot \nabla \varphi_z)}_{hw-DEP} \right\} \quad (4.12)$$

Dans le cas de la diélectrophorèse conventionnelle, la non-uniformité du champ électrique se restreint à une variation d'amplitude. Ainsi, l'équation (4.6) se ramène simplement à :

$$\langle F(t) \rangle = 2\pi\epsilon_m r^3 \left\{ \Re[K(\omega)] \cdot \nabla E_{eff}^2 \right\} \quad (4.13)$$

L'orientation de la force est indépendante du signe du champ électrique appliqué, puisque celui-ci intervient au carré dans l'expression (4. 13).

- 1) Dans le cas où $\nabla\varphi_i = 0$, la particule est soumise exclusivement la force de la diélectrophorèse conventionnelle. Le sens du déplacement de la particule dépend du signe de la partie réelle du facteur de Clausius-Mossotti :
 - Lorsque $\text{Re}[K(\omega)] > 0$, la force dirige la microparticule vers les gradients les forts du champ électrique. Cette configuration est connue par la diélectrophorèse positive.
 - Lorsque $\text{Re}[K(\omega)] < 0$, l'objet est soumis à une électrophorèse négative, est repoussé vers les gradients les plus faibles du champ électrique.
- 2) Dans le cas où $\nabla\varphi \neq 0$, Cette non-uniformité de la phase du champ électrique est assimilable à une onde progressive.
 - Lorsque la vitesse de la phase de l'onde est suffisamment élevée, elle est en avance devant la polarisation du dipôle, ce qui entraîne une force de translation dans le sens donné par le signe de $\Im[K(\omega)]$. Cette force s'ajoute à la force issue de la diélectrophorèse conventionnelle.
 - Dans les cas où le $\text{Re}[K(\omega)] = 0$, la microparticule est donc soumise exclusivement à la tw-DEP :

$$\langle F(t) \rangle = 2\pi\epsilon_m r^3 \left\{ \Im[K(\omega)] (E_{x0}^2 \cdot \nabla\varphi_x + E_{y0}^2 \cdot \nabla\varphi_y + E_{z0}^2 \cdot \nabla\varphi_z) \right\} \quad (4. 14)$$

4.2 Guidage magnétique et actionnement à distance par tw-DEP

Nous avons décrit dans le chapitre 3, une structure permettant la réalisation de canaux de guidage de microparticules en lévitation. Dans cette partie, nous présentons un dispositif réunissant le guidage magnétique en lévitation et un d'actionnement à distance à base de tw-DEP.

4.2.1 Présentation du dispositif

Un aperçu du dispositif est représenté sur la [Figure 4.2](#). Il associe conjointement les deux effets : diamagnétophorétique et diélectrophorétique. La partie magnétique est constituée par deux micro-aimants séparés par un gap. L'ensemble permettant le guidage

passif en lévitation par l'effet diamagnétophorétique. La partie électrique est constituée de peignes d'électrodes interdigités. Ces électrodes se posent au-dessus de la partie magnétique. Elles permettent la création de l'effet de la tw-DEP pour déplacer les microparticules [51], [52].

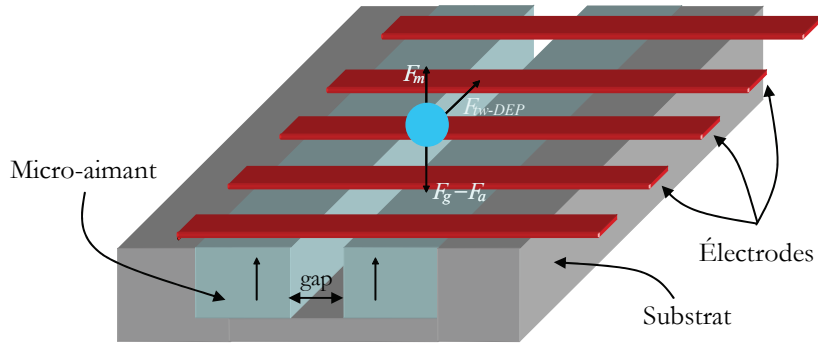


Figure 4.2 Aperçu 3D du dispositif.

Nous avons montré dans le chapitre 3, que les microparticules dans les canaux de guidage magnétique subissent des forces d'auto-centrage les obligeant à se positionner au centre du gap entre les micro-aimants. Nous délimiterons ainsi l'étude du dispositif en deux dimensions afin de simplifier les calculs. L'aperçu en deux dimensions de la structure étudiée est affiché sur la Figure 4.3.

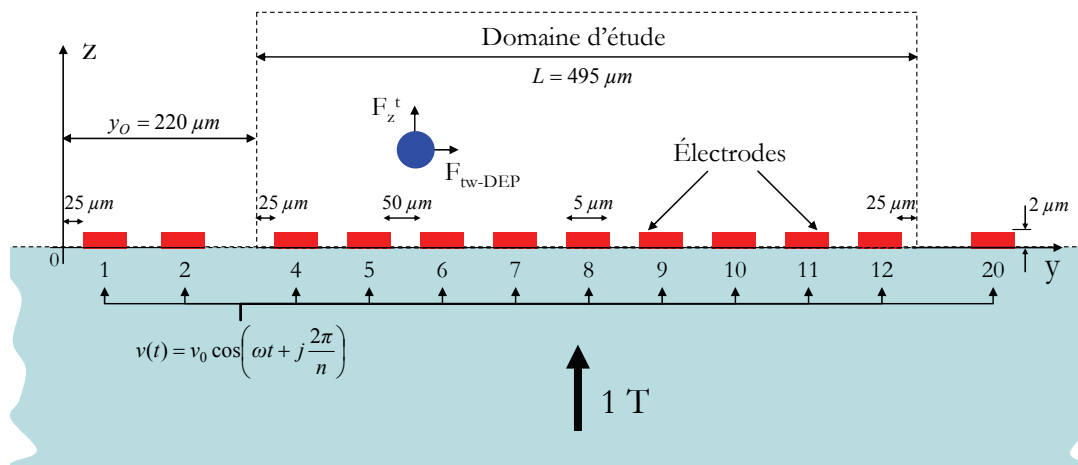


Figure 4.3 Aperçu en 2D de la structure étudiée, comportant 20 électrodes interdigités et deux micro-aimants séparés par un gap.

Nous étudions le dispositif à travers un exemple d'actionnement d'une cellule immergée dans un milieu de culture ayant une propriété paramagnétique. Les propriétés du milieu de suspension de la cellule sont données dans le [Tableau 4.1](#). Ses propriétés électriques sont affichées sur le [Tableau 4.2](#). Elles ont été obtenues par l'utilisation de la référence [11]. Les paramètres des micro-aimants sont affichés sur le [Tableau 4.3](#).

Densité	Susceptibilité	Viscosité	Permittivité	Conductivité
ρ_m [kg/m ³]	χ_m	η [Pa. s]	ϵ_m [F. m ⁻¹]	σ_m [S. m ⁻¹]
1000	1.5×10^{-5}	1.005×10^{-3}	$80 \times 8,84.10^{-12}$	81.6×10^{-3}

Tableau 4.1 Les paramètres du milieu de suspension de la cellule.

L'ensemble de la cellule			Membrane		Cytoplasme	
Rayon [μm]	Susceptibilité χ_p	Densité ρ_m [kg/m ³]	Permittivité ϵ_{mem} [F.m ⁻¹]	Conductivité σ_{mem} [S.m ⁻¹]	Permittivité ϵ_{cyt} [F.m ⁻¹]	Conductivité σ_{cyt} [S.m ⁻¹]
5	-9.048×10^{-6}	1100	$6 \times 8,84.10^{-12}$	200×10^{-6}	$45 \times 8,84.10^{-12}$	0.4

Tableau 4.2 Les paramètres de la cellule.

longueur	largeur	gap	aimantation
2000 μm	50 μm	50 μm	1 T

Tableau 4.3 Paramètres des micro-aimants.

4.2.2 Configuration du champ électrique

Nous tenons d'abord à préciser que l'objectif de cette étude et de démontrer la faisabilité d'un actionnement diélectrophorétique par onde progressive combinée avec un canal de guidage en lévitation. Autrement dit, il ne s'agit pas d'établir une modélisation nécessairement fine et précise. Cette étude qualitative avant tout, nous permet certaines simplifications. En particulier, nous avons calculé les champs électriques et les forces diélectrophorétiques de manière analytique en 2D, à l'aide de plusieurs publications parues

à ce sujet [51], [52]. Ces articles font l'usage des hypothèses suivantes (approximation dipolaire) :

- 1) la microparticule est considérée comme ponctuelle,
- 2) l'épaisseur des électrodes étant petite, elle est donc négligée,
- 3) la supposition que le potentiel varie linéairement entre les électrodes par une condition de Dirichlet linéaire [52].

Nous tenons à signaler ici, que les hypothèses énoncées dans les publications, sont aussi parfaitement cohérentes avec le cas de notre étude :

- 1) les microparticules sont suffisamment petites devant la taille des électrodes pour qu'on puisse supposer qu'elles ne modifient pas le champ émis par les électrodes,
- 2) l'épaisseur des électrodes est en effet une couche très fine qui sera obtenue par le biais des technologies de fabrication collectives,
- 3) les microparticules sont en lévitation au-dessus des électrodes, et donc ces dernières ne se positionnent pas dans les gaps entre les électrodes, et nous évitons ainsi les zones dans lesquelles les calculs sont relativement imprécis.

Nous considérons dorénavant le cas d'électrodes interdigités de la [Figure 4.3](#). Sur chaque électrode j , nous imposons un potentiel sinusoïdal $v_j(t)$, avec une amplitude efficace $v_0 = 2 \text{ V}$:

$$v_j(t) = v_0 \cos\left(\omega t + j \frac{2\pi}{n}\right) \quad (4.15)$$

Ainsi, nous aurons pour $n=2$, un déphasage de π entre chaque deux électrodes adjacentes (mode habituellement utilisé en c-DEP). Dans notre cas, nous travaillons avec $n=4$ pour se placer dans une configuration de tw-DEP avec un déphasage de $\pi/2$ entre chaque électrodes adjacentes. Nous montrons par la [Figure 4.4](#), les résultats d'une simulation du potentiel électrique au-dessus des électrodes appartenant au domaine d'étude comprenant les l'électrode de $j=4$ à $j=12$. Ces simulations ont été effectuées pour différents instants du signal périodique $v_j(t)$ alimentant les électrodes.

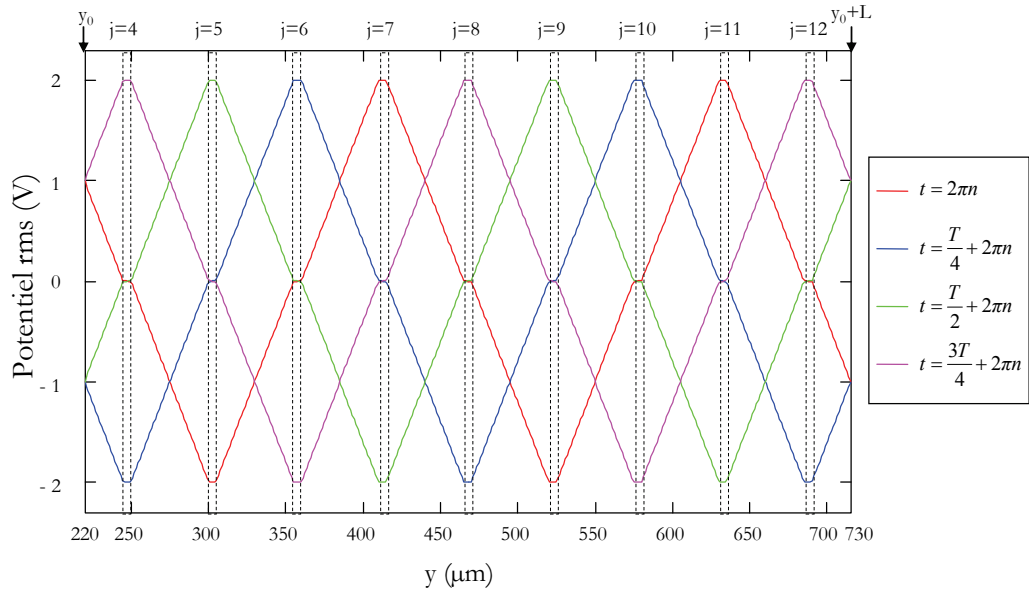


Figure 4.4 Potentiel au-dessus des électrodes [4-12] incluses dans le domaine d'étude le long de l'axe horizontal y .

La cartographie des isovaleurs du potentiel électrique au-dessus des électrodes pour les instants $t = T/4 + nT$, est présentée sur la Figure 4.5. Deux autres courbes illustrant les tracés des gradients du champ électrique suivant les axes y et z aux instants correspondant à $t = T + nT$ (Figure 4.6).

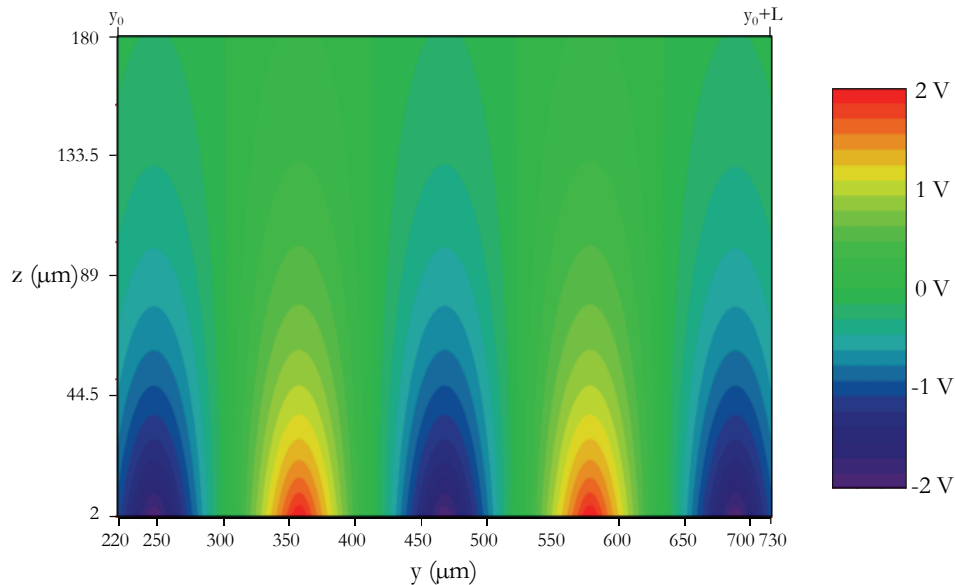


Figure 4.5 Isovaleurs du potentiel électrique au-dessus des électrodes [4-12] du domaine d'étude aux instants correspondant à $t = T/4 + nT$.

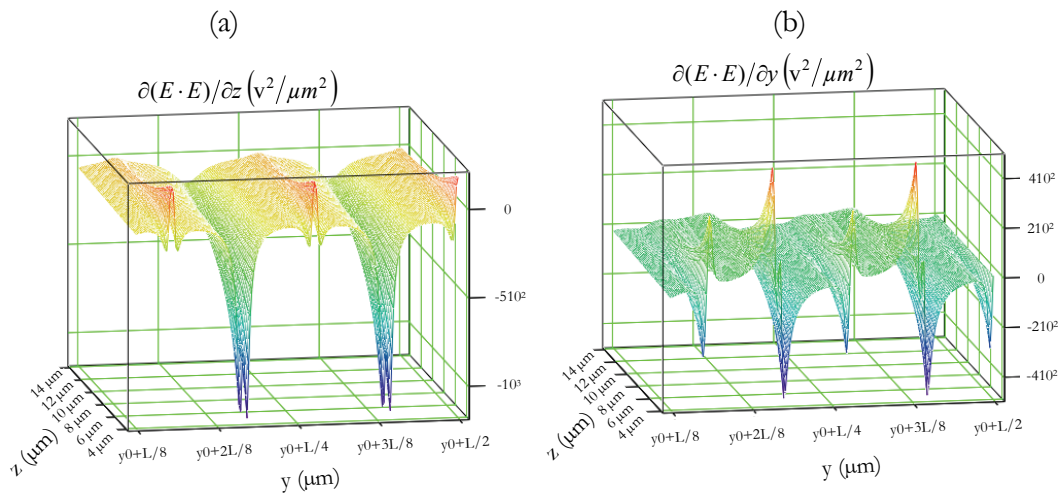


Figure 4.6 Gradients du carré du module de l'intensité du champ électrique E , simulée aux instants correspondant à $t = nT$, (a) suivant l'axe vertical z , (b) cas de l'axe horizontal y .

4.2.3 Calcul du facteur Clausius-Mossotti d'une cellule

Avant tout calcul de forces, il est nécessaire de calculer le facteur de Clausius-Mossotti. Cette grandeur nous donnera des informations importantes, en particulier celles concernant le choix de la fréquence de travail. Le facteur de Clausius-Mossotti a été calculé pour le cas d'une cellule [54], en se basant sur la formule tirée de la référence [11].

La courbe de la Figure 4.7, illustre l'évolution de la partie réelle et imaginaire du facteur de Clausius-Mossotti en fonction de la fréquence de travail. D'après cette courbe, l'ajustement de la fréquence autour de $f_1 \approx 325$ kHz permet d'avoir une partie réelle de Clausius-Mossotti nulle. Cela coïncide avec une valeur maximale positive de la partie imaginaire de ce facteur. Cette fréquence permet en effet l'obtention à la fois d'une force tw-DEP maximale et une force c-DEP nulle, ce qui est très favorable au fonctionnement de notre dispositif. De plus, cette courbe nous informe aussi sur l'existence d'une autre fréquence $f_2 = 90$ MHz qui permet également d'annuler la partie réelle de Clausius-Mossotti. Cependant cette valeur de la partie imaginaire est négative et relativement inférieure en module par rapport à celle de la fréquence f_1 . Cette constatation est particulièrement intéressante en nous indiquant la possibilité d'inverser le sens de la translation en basculant la fréquence soit de f_1 à f_2 ou de f_2 à f_1 . Les deux actionnements : électriques et magnétiques opèrent d'une manière indépendante, il est donc possible de les étudier séparément. La partie suivante est consacrée au fonctionnement de la partie électrique

autour de la fréquence $f_1 \approx 325$ kHz. Puis, nous analysons le fonctionnement de la partie magnétique seule. Ce n'est qu'à la fin que nous présentons l'étude de l'ensemble du dispositif.

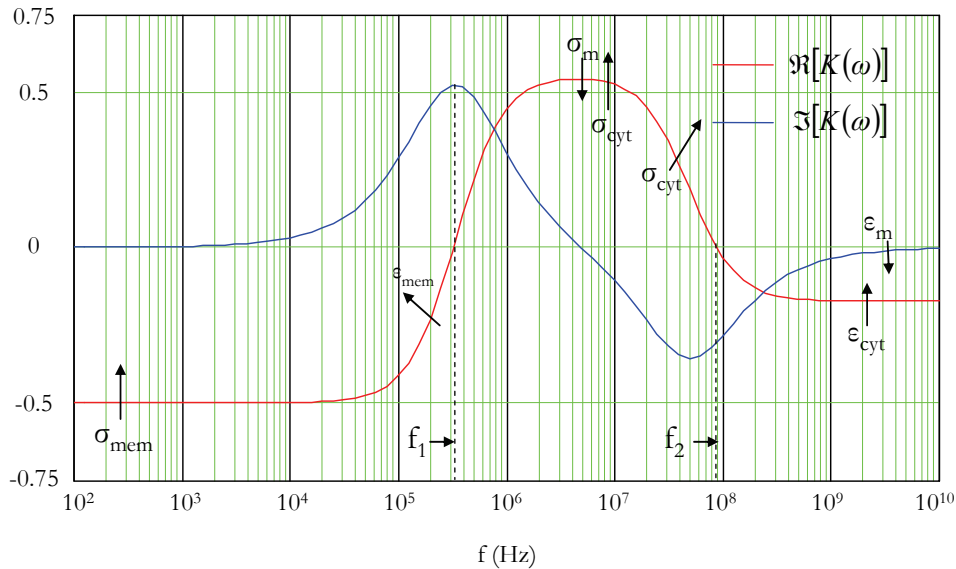


Figure 4.7 Evolution de la partie réelle et la partie imaginaire du facteur du Clausius-Mossotti d'une cellule en fonction de la fréquence du champ électrique.

4.2.4 Etude fonctionnelle de la partie électrique

Nous travaillons désormais à la fréquence $f_1 = 325$ kHz. Cette fréquence donne une partie imaginaire $\Im[K(\omega)] \approx 0.55$ ayant un signe positif. Ainsi, la translation de la cellule sera dans le même sens que le champ électrique glissant. Ce sens de déplacement par rapport à la partie imaginaire du facteur de Clausius-Mossotti, est confirmé par les résultats de simulation de la force en tw-DEP affichés sur la [Figure 4.7](#). Ces simulations ont été effectuées pour différentes valeurs d'amplitudes du potentiel électrique appliqué aux 20 électrodes du dispositif. Les résultats présentés correspondent seulement au domaine d'étude présenté sur la [Figure 4.2](#), qui comportait les 9 électrodes de $j=4$ à $j=12$. Les résultats montrent que les forces de translation obtenues avec des tensions de quelques centaines de millivolts sont de l'ordre du piconewton. Pour les plus grandes tensions, les forces de la tw-DEP augmentent très vite. Cependant, l'utilisation de ces tensions peut être limitée par la dimension des gaps entre les électrodes et la conductivité du milieu, en termes de tension de claquage et d'échauffements.

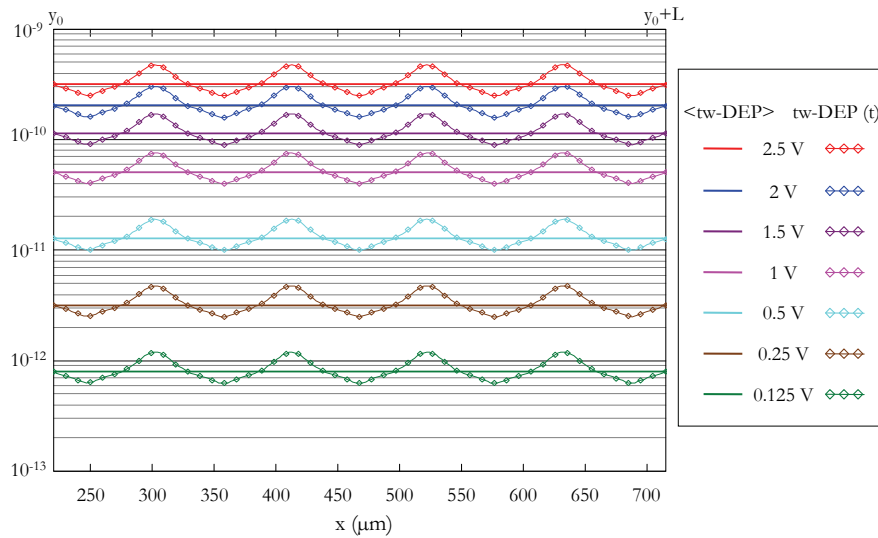


Figure 4.8 Tracé de la force tw-DEP aux instants correspondant à $t=nT$, et sa valeur moyennée sur une période T , pour différentes valeurs de potentiel efficace V_0 .

4.2.5 Etude fonctionnelle de la partie magnétique

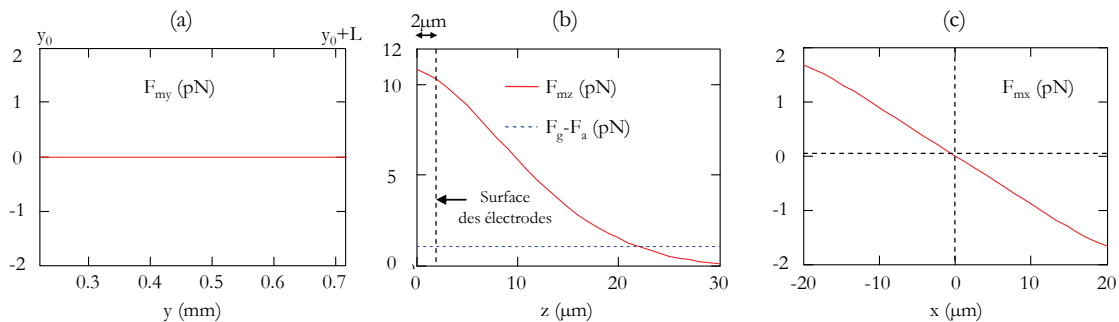


Figure 4.9 Simulations de la force diamagnétophorétique, (a) sur l'axe y , (b) sur l'axe z et (c) sur l'axe x .

La partie magnétique permet de réagir face aux éventuelles perturbations en maintenant la cellule en permanence en lévitation dans le canal de guidage magnétique d'une manière passive. Les forces de lévitation et du guidage diamagnétophorétiques doivent être suffisamment robustes pour parvenir à maintenir la cellule en lévitation face aux perturbations. Sinon, la cellule se poserait sur les électrodes ou au fond du canal, et le déplacement devient incommode et/ou impossible de par les contacts. Cette importante tâche est assurée dans notre dispositif par deux micro-aimants séparés par un gap. Ils constituent ainsi une structure semblable à celle présentée au chapitre 3. Néanmoins, les grandeurs géométriques respectives des micro-aimants et du gap ont été redimensionnées

(Tableau 4.3). Les différentes simulations effectuées confirment que dans le canal de guidage magnétique, la cellule ne subit aucune force perturbatrice dans l'axe y conformément à la courbe affichée sur la Figure 4.9 (a). La cellule est bien maintenue en lévitation 20 μm au-dessus des électrodes (Figure 4.9 (b)). La Figure 4.9 (c) quant à elle, montre que la cellule subit une force suivant l'axe x qui tend à la maintenir centrée dans le gap entre les micro-aimants.

4.2.6 Etude globale de l'ensemble du dispositif

Il nous faut maintenant pour l'étude globale de ce dispositif, superposer les forces magnétiques et électriques. Le bilan des forces appliquées sur la cellule suivant les différents axes est le suivant :

$$\begin{aligned}\vec{F}_x^t &= \vec{F}_x^{mag} + \vec{F}_x^d \\ \vec{F}_y^t &= \vec{F}_y^{mag} + \vec{F}_y^{tw-DEP} + \vec{F}_y^d \\ \vec{F}_z^t &= \vec{F}_z^{mag} + \vec{F}_g + \vec{F}_a + \vec{F}_z^d\end{aligned}\quad (4.16)$$

- Avec :
- F^t = force totale sur l'axe a=[x, y, z]
 - F^{mag} = force magnétique sur l'axe a=[x, y, z]
 - F^d = force de Stokes sur l'axe a=[x, y, z]
 - F^{tw-DEP} = force tw-DEP sur l'axe y
 - F_a = force d'Archimède
 - F_g = force gravitationnelle

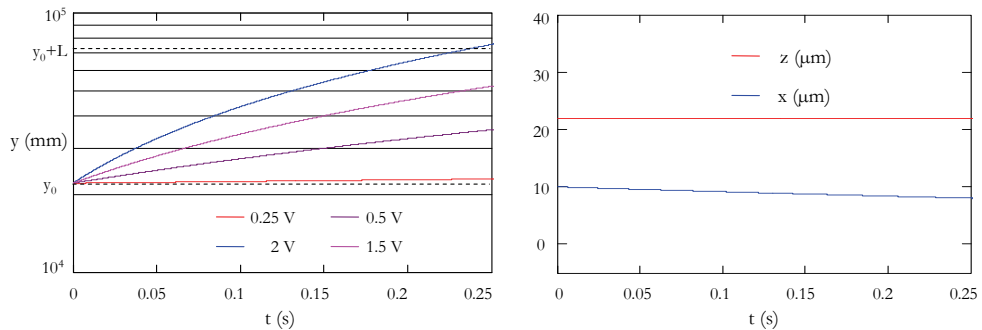


Figure 4.10 Comportement dynamique de la cellule en lévitation au dessus du canal subissant un actionnement par tw-DEP.

Les résultats issus des simulations dynamiques avec différentes valeurs de potentiel électrique efficace appliqué aux électrodes sont affichés sur la [Figure 4.10](#). Nous avons choisi de positionner initialement la cellule dans une position décalée de la ligne de stabilité. Plus précisément, nous avons choisi de positionner arbitrairement la cellule à l'instant $t=0$ au niveau de sa hauteur de stabilité verticale sur l'axe z , tandis qu'elle est écartée de $10\ \mu\text{m}$ de son point de stabilité horizontale sur l'axe x . Ceci nous permet à la fin de l'étude d'avoir des indications comparatives entre l'effet de l'actionnement magnétique de stabilisation et d'auto-centrage, et l'effet moteur de la *tw-DEP* sur l'axe y . Nous constatons que la variation du potentiel appliqué aux électrodes, affecte significativement la vitesse et la distance parcourue par la cellule ([Figure 4.10](#)). Par ailleurs, sur l'axe x et indépendamment du potentiel appliqué, la cellule sous l'effet exclusif de la force magnétique horizontale d'auto-centrage, se recentre seulement de $\approx 2.2\ \mu\text{m}$. Cela veut dire qu'elle n'a pas encore atteint le centre du canal à la fin de la simulation. Cependant, avec un potentiel efficace appliqué de $2\ \text{V}$, la cellule sur l'axe y a pu dépasser l'électrode n°12, soit une distance parcourue de $561\ \mu\text{m}$. Pour un potentiel plus petit appliquée aux électrodes de $0.25\ \text{V}$, la cellule parcourt $9.3\ \mu\text{m}$, une distance toujours supérieure à celle parcourue sur l'axe x sous l'effet de l'auto-centrage exercé par la force diamagnétophorétique. Ces résultats quantitatifs nous donnent quelques indications sur la puissance relative de l'actionnement par la *tw-DEP* dans cette configuration.

4.3 Actionnement à distance par un effet diamagnétophorétique

Dans les applications présentées précédemment, le champ magnétique est produit par des aimants permanents. Cela implique que ce champ magnétique est d'une nature magnétostatique (invariable dans le temps et dans l'espace). Cela, amène à dire qu'il n'est pas possible de contrôler dans le temps et dans l'espace les forces produites et ainsi les microparticules manipulées avec une structure uniquement à base d'aimants permanents. Afin de rendre la micromanipulation contrôlable, nous présentons dans ce volé le concept d'un dispositif magnétique de convoyage de particules en lévitation. Le concept consiste à associer aux aimants permanents, des conducteurs produisant un champ magnétique contrôlable de par une commande des courants qui les traversent.

4.3.1 Présentation du dispositif

En 2004 Lyuksyutov et al. ont publié des travaux portant sur un dispositif de convoyage en lévitation similaire à notre structure qu'était en effet en phase de développement [57]. Il s'agit d'un dispositif millimétrique comportant, dans sa partie responsable du guidage en lévitation, deux aimants permanents aimantés en opposition dans le plan. Ces deux aimants sont associés à un film ferromagnétique mince pour canaliser et concentrer le champ magnétique. L'actionnement des particules est assuré par des conducteurs placés au-dessous des aimants. Le dispositif issu de nos travaux se distingue par l'absence de fer (Figure 4.11). En effet, les échelles dans lesquelles on travaille nous ont permis la mise en œuvre d'une structure sans fer tout en produisant des forces massiques plus grandes. Nous tenons à noter notamment que à l'encontre de la structure publiée, le sens de l'aimantation de nos micro-aimants est optimale (cf. chapitre 3) et surtout compatible avec les techniques de fabrication collectives. Nous présentons dans ce qui suit, l'étude de ce dispositif à travers un exemple de convoyage en lévitation d'une gouttelette d'eau dans l'air. Les grandeurs géométriques de la structure et les propriétés de la gouttelette sont affichées respectivement sur le Tableau 4.4 et le Tableau 4.5.

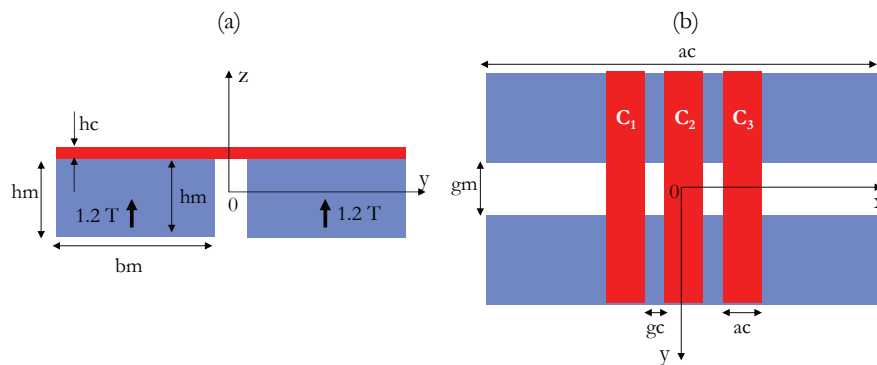


Figure 4.11 Aperçu du dispositif étudié : trois conducteurs parallèles (C_1 , C_2 et C_3), séparés les uns des autres par un gap et placés en sus de deux micro-aimants parallèles aimantés hors du plan, (a) vue de face, (b) vue de dessus.

	Conducteurs				Micro-aimants			
Paramètres	hc	ac	bc	gc	hm	am	bm	gm
Valeur (μm)	3	60	8000	5	60	400	4000	50

Tableau 4.4 Grandeurs géométriques de la structure.

	Milieu (air)			Gouttelette (eau)		
Paramètres	$\rho_m \text{ (kg/m}^3\text{)}$	χ_m	$\eta \text{ (Pa}\cdot\text{s)}$	$r \text{ (\mu m)}$	χ_m	$\rho_m \text{ (kg/m}^3\text{)}$
Valeurs	0	0	18.5×10^{-6}	15	-9.048×10^{-6}	1000

Tableau 4.5 Paramètres physiques de la microparticule et son milieu.

4.3.2 Principe fonctionnel

Le dispositif fonctionne d'une manière entièrement magnétique, en combinant la lévitation passive avec un actionnement commandé grâce à l'utilisation de conducteurs qui sont des sources de champs magnétiques variables. Ces conducteurs ont pour fonction de fournir un champ magnétique fortement non-uniforme et contrôlable dans le temps. En conséquence, le champ magnétique dynamique $B_c(t)$ produit par les conducteurs s'ajoute au champ magnétostatique B_m produit par les micro-aimants. Cela donne naissance à un champ magnétique total $B_t(t)$ s'écrivant :

$$\vec{B}_m + \vec{B}_c(t) = \vec{B}_t(t) \quad (4.17)$$

Le champ total et les forces qui y sont issues sont donc aussi variables et contrôlables d'une manière dynamique. On choisit, car c'est plus simple, l'alimentation des conducteurs par des impulsions de courant d'amplitude constante, soit une densité de courants constante pendant un laps de temps donné. Ainsi, le champ magnétique global en fonction des courants dans le conducteur : $I = 0$, $I = I_{\max}$ et $I = -I_{\max}$, prend une des trois configurations suivantes :

$$\begin{aligned} B^t &= B^m & (1) \\ B^t &= B^m + B^c & (2) \\ B^t &= B^m - B^c & (3) \end{aligned} \quad (4.18)$$

Le sens de la force est fonction du signe du gradient du champ magnétique. Dans le cas d'un champ magnétique B_c produit par un conducteur, superposé au champ B_m produit par un aimant, ce qui correspond aux configurations (2) et (3), le sens de la force

résultante est donc en fonction de $\nabla(\vec{B}_c + \vec{B}_m)^2$. Le champ produit par un bon aimant est typiquement très grand par rapport à celui issu d'un conducteur. Ce constat ramène à dire le module du champ magnétique total est en effet peu sensible à la présence du champ magnétique \vec{B}_c . Cependant, la non-uniformité du champ magnétique engendré par un petit conducteur est localement très grande par rapport à celle d'un aimant de grande taille. Dans un tel contexte, la gouttelette est polarisée par le champ magnétique \vec{B}_m magnétostatique ayant des gradients dont le sens varie en fonction celui des courants dans les conducteurs (Figure 4.12). Autrement dit, en jouant sur le sens du courant dans le conducteur, on peut commander celui du déplacement de la gouttelette [24].

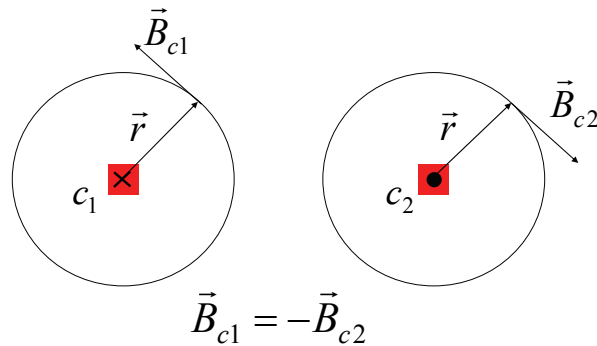


Figure 4.12 Champ d'induction magnétique en fonction du sens du courant dans le conducteur : il suffit d'inverser le sens du courant pour inverser le sens du champ magnétique produit.

Ainsi, la force magnétique appliquée sur la gouttelette dans un tel dispositif se simplifie à :

$$F_x^{dia} = \frac{\Delta\chi}{\mu_0} \iiint_v (B_m) \frac{\partial(B_c)}{\partial x} dv \quad (4.19)$$

4.3.3 Calcul du champ magnétique émis par des conducteurs

Nous avons utilisé un modèle analytique pour le calcul des champs magnétiques émis par des conducteurs ayant une section rectangulaire [41]. Cette modélisation analytique est basée sur la loi de Biot-Savard :

$$d\vec{B}_M = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{I d\vec{l} \wedge \vec{PM}}{PM^3} \quad (4.20)$$

$$\vec{B}_M = \frac{\mu_0}{4\pi} \oint_{(c)} \frac{I d\vec{l} \wedge \vec{PM}}{PM^3} \quad (4.21)$$

B_M est le champ élémentaire produit par un élément dl d'un conducteur traversé par une intensité de courant I . PM est le module du vecteur séparant un point P appartenant à la section du conducteur et le point M auquel le champ est calculé.

Une démarche de validation de notre modélisation analytique du champ magnétique émis par un conducteur d'une section rectangulaire parcouru par une densité de courant $dI_z=40$ kA/mm² (supposée constante dans la section du conducteur) a été établit. Les résultats obtenus sont quasiment identiques à ceux obtenus par la méthode des éléments finis (Figure 4.13).

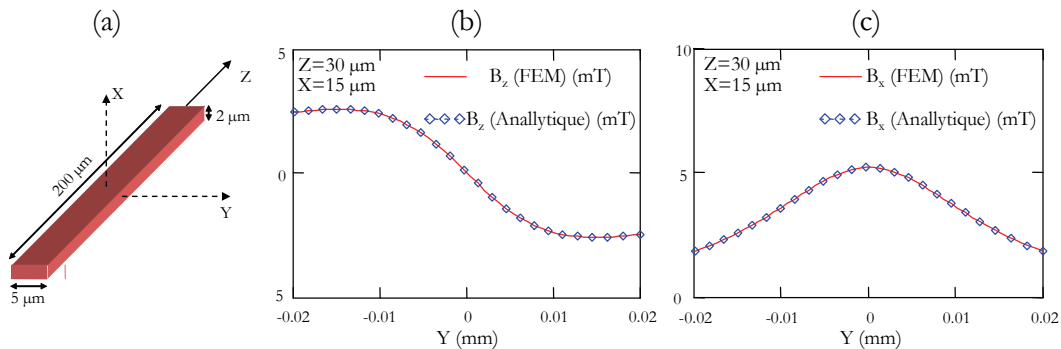


Figure 4.13 (a) Aperçu de la géométrie du conducteur simulé, (b) comparaisons de la composante verticale B_z du champ magnétique issu de la méthode analytique et la méthode des éléments finis dans, (c) cas de la composante horizontale B_x .

4.3.4 Etude fonctionnelle du dispositif

La force diamagnétophorétique ne peut être calculée par la superposition des force issues séparément des conducteurs et des micro-aimants (la force s'exprime en effet en fonction du carré de l'induction magnétique). Il est nécessaire de sommer dans un premier temps les champs issus des micro-aimants et ceux des conducteurs, avant de calculer dans un deuxième temps la force correspondante. Conformément à cette méthodologie de calcul, nous commençons par un bilan des champs magnétiques auxquelles la gouttelette

est soumise. Les composantes du champ d'induction magnétique total s'écrivent :

$$\begin{aligned} B_x^t &= B_x^m + B_x^c \\ B_y^t &= B_y^m + B_y^c = B_y^m \\ B_z^t &= B_z^m + B_z^c \end{aligned} \quad (4. 22)$$

Les composantes de la force diamagnétophorétique s'écrivent :

$$F_a^{dia} = \frac{\chi_p}{2\mu_0} \iiint_v \frac{\partial |B^t|^2}{\partial a} dv, \quad a = [x, y, z] \quad (4. 23)$$

De la même manière que précédemment, le bilan des forces appliquées sur la goutte suivant les trois axes est le suivant :

$$\begin{aligned} \vec{F}_x^t &= \vec{F}_x^{dia} + \vec{F}_x^d \\ \vec{F}_y^t &= \vec{F}_y^{dia} + \vec{F}_y^d \\ \vec{F}_z^t &= \vec{F}_z^{dia} + \vec{F}_g + \vec{F}_a + \vec{F}_z^d \end{aligned} \quad (4. 24)$$

Avec :

$$\begin{aligned} F_a^t &= \text{composantes de la force totale} \\ F_a^d &= \text{composantes de la force de Stokes} \\ F_g &= \text{force gravitationnelle} \\ F_y^{dia} &= \text{force magnétique totale sur l'axe y} \end{aligned}$$

Lorsque les conducteurs sont inactifs (absence de courants), la structure devient similaire à la partie magnétique du dispositif à actionnement par tw-DEP. Ainsi, nous nous focalisons principalement à l'étude de l'apport des conducteurs en terme d'actionnement. Les courants dans les conducteurs C_1 , C_2 et C_3 , sont désormais respectivement : IC_1 , IC_2 et IC_3 (Figure 4.11). Par convention nous allons affecter les valeurs suivantes aux courants dans chaque conducteur :

- une valeur de +1, désignant un courant circulant dans le sens positif suivant l'axe y,
- une valeur de -1, pour désigner le cas inverse,

➤ une valeur nulle 0, pour désigner un courant nul dans le conducteur.

Nous illustrons sur la [Figure 4.14](#), les résultats de simulations montrant l'impact de l'activation des conducteurs sur la force verticale totale (aimants + conducteurs). Nous constatons qu'en absence de courants dans les conducteurs ($IC_2 = IC_3 = 0$), la force verticale totale est constante le long du canal entre les micro-aimants suivant l'axe x. Dans le cas inverse ($IC_1 \neq 0 \wedge IC_2 \neq 0$), la force verticale est affectée très légèrement mais différemment selon la configuration des courants dans les conducteurs. Nous concluons d'après cette simulation que la présence de conducteurs actifs ne risque pas de perturber la lévitation des microparticules.

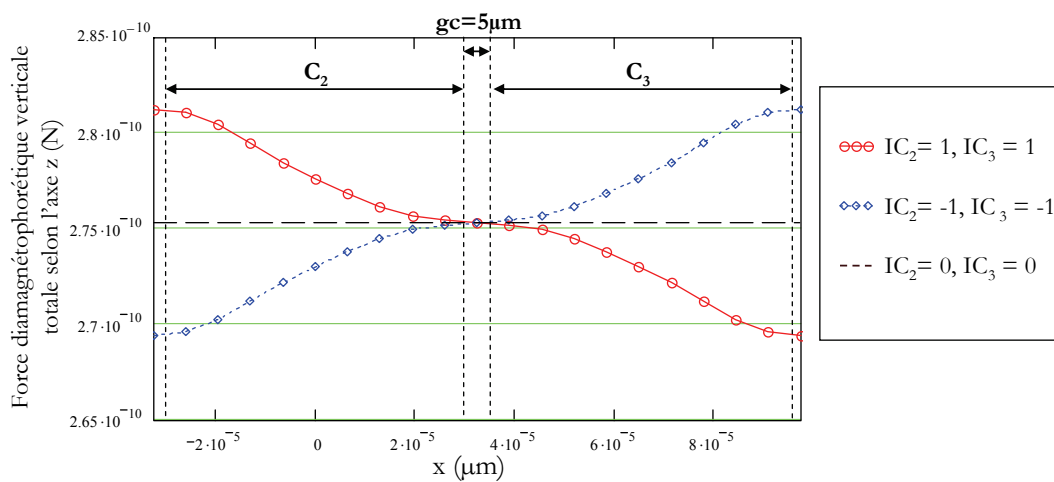


Figure 4.14 Evolution de la force diamagnétophorétique verticale en fonction de la configuration des courants dans les conducteurs C_2 et C_3 .

La force diamagnétophorétique totale suivant l'axe x est nulle en l'absence de courants dans les conducteurs. Cependant, cette force devient non nulle pendant que les conducteurs sont alimentés ([Figure 4.15](#)). Ils existent neuf configurations de courants possibles pour deux conducteurs adjacents. En particulier, six d'entre-elles sont utilisées pour actionner une microparticule. Trois d'entre-elles sont utilisées pour l'actionnement suivant le sens positif de l'axe x, et les trois restantes sont nécessaires pour l'actionnement dans le sens inverse ([Figure 4.15](#)). Nous présentons à titre d'exemple, la manière avec laquelle les conducteurs sont activés pour le transport de la gouttelette du conducteur C_2 , au conducteur C_3 :

- 1) Configuration 1 : $IC_2 = 1$ et $IC_3 = 0$, durant tout le temps nécessaire à la gouttelette pour traverser le conducteur C_2 .

- 2) Configuration 2 : commence à l'instant dans lequel la gouttelette atteint le bord de C_2 en activant le conducteur C_3 , ce qui donne $IC_2=IC_3=1$. Cette opération est très utile pour augmenter la force le long de la distance séparant les conducteurs (Figure 4.15), surtout si cette distance est importante,
- 3) Configuration 3 : à la fin de la distance séparant les conducteurs, nous désactivant le conducteur C_2 pour avoir $IC_2=0$ et $IC_3=1$. Cela permet à la gouttelette de bénéficier d'une force optimale lors de sa traversé du conducteur C_3 .

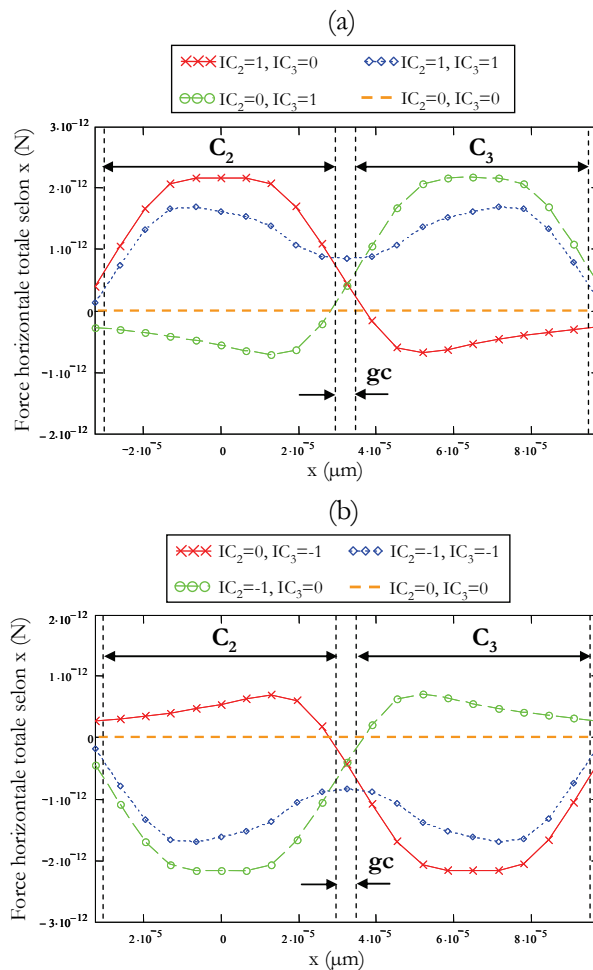


Figure 4.15 L'évolution de la force diamagnétophorétique totale (issue des conducteurs + micro-aimants) selon l'axe x en fonction de la configuration des courants dans les conducteurs C_2 et C_3 .

De la même manière, il suffit d'inverser le sens des courants dans les conducteurs pour rendre la gouttelette à sa position initiale (chemin inverse du conducteur C_3 vers le conducteur C_2) : ($IC_3=-1$ et $IC_2=0$), puis ($IC_3=-1$ et $IC_2=-1$), et ensuite ($IC_3=0$ et $IC_2=-1$).

Nous tenons à noter ici, que dans les cas où l'inertie de la gouttelette est suffisante, la distance entre les conducteurs est relativement courte ou les densités des courants sont assez conséquentes, la phase d'activation simultanée de deux conducteurs ($IC_2=IC_3=-1$ et $IC_2=IC_3=1$) peut être supprimée. Ils existent en effet plusieurs commandes possibles qui sont plus ou moins performantes suivant le contexte (vitesse, échauffement, etc.). Nous présentons sur la [Figure 4.16](#), l'évolution de la force d'actionnement appliquée sur la microparticule pour différentes densités de courant appliquées simultanément aux conducteurs C_2 et C_3 .

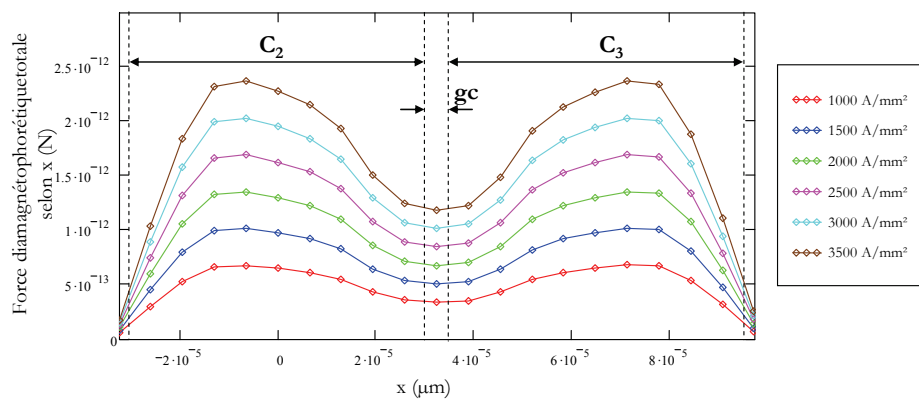


Figure 4.16 Evolution de la force diamagnétophorétique totale sur l'axe x , pour différentes valeurs de densités de courants appliquées simultanément aux conducteurs C_2 et C_3 .

Dans l'étude dynamique qui va suivre, nous nous plaçons dans les conditions initiales suivantes : la gouttelette est initialement placée au dessus du conducteur C_3 , à la position $(-70 \mu\text{m}, 10 \mu\text{m}, 55 \mu\text{m})$, sans vitesse initiale et légèrement décalée de la ligne de stabilité le long de l'axe x située à $z=53 \mu\text{m}$. La simulation montre la faisabilité du convoyage magnétique de la gouttelette d'eau dans l'air. Dans un premier temps l'actionnement a été réalisé dans le sens positif de l'axe x : soit un parcours le long des conducteur C_1 , C_2 et C_3 . Ensuite, pendant que la particule traverse le conducteur C_3 , son sens de déplacement a été inversé afin qu'elle face le chemin inverse du conducteur C_3 vers le conducteur C_1 en passant par C_2 . La densité de courant dans les conducteurs est de 2500 A/mm^2 , ce qui correspond à un courant de 0.45 A . Les résultats de l'étude dynamique du dispositif ([Figure 4.17](#)), indiquent que la microparticule arrive à parcourir la distance entre le centre du conducteur C_1 et celui du conducteur C_3 en environ 500 ms , soit une vitesse moyenne de $250 \mu\text{m/s}$. Nous constatons aussi que la hauteur de lévitation de la gouttelette

était quasi-stable (une légère variation de $\sim 1\%$). La force verticale augmente appliquée sur la goutte augmente lors du passage de celle-ci au-dessus d'un conducteur active (Figure 4.14). Par conséquent, la goutte réagit par une petite translation verticale vers le haut. La durée d'activation nécessaire au déplacement de la gouttelette d'un conducteur à un conducteur adjacent est de ~ 300 ms. Il faut compter autours de ~ 100 ms supplémentaire pour inverser en plus le sens de la translation.

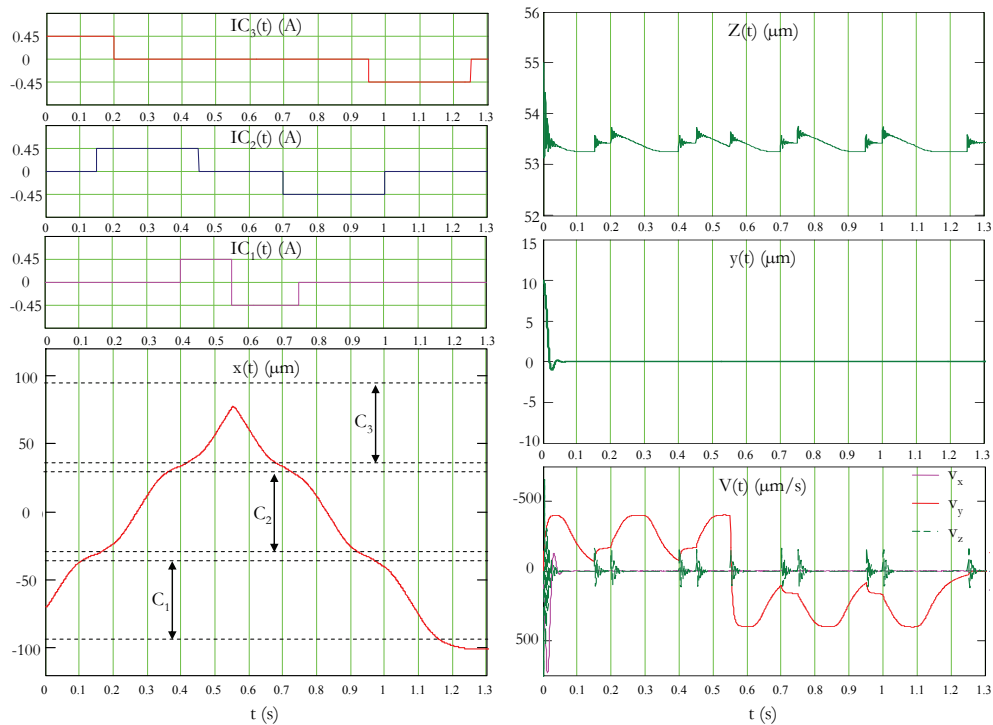


Figure 4.17 Résultats de l'étude dynamique du dispositif.

Afin d'estimer les échauffements, une étude thermique du système a été établie avec plusieurs valeurs de densité de courant [55] (Figure 4.18). L'étude a été réalisée dans un cas défavorable au fonctionnement du dispositif (l'effet de convection a été négligé). Les résultats issus de la simulation de la répartition de l'échauffement dans la structure dans l'air (Figure 4.18 (a)), montre que la microparticule, loin des conducteurs de par la lévitation, est en effet repoussée favorablement aux zones dans laquelle les échauffements sont beaucoup plus faibles. Les résultats obtenus de l'étude dynamique de l'évolution de la température (Figure 4.18 (b)), indiquent que l'actuelle densité de courant utilisée (2.5 kA/mm^2) et les temps d'activation des conducteurs, n'induiront pas de problèmes d'échauffements, et qu'il même possible d'augmenter la densité de courant si besoin.

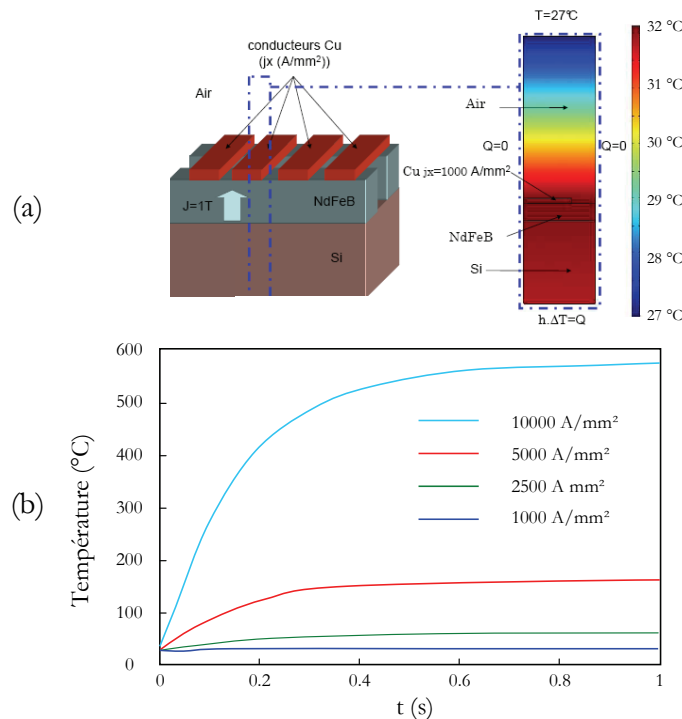


Figure 4.18 (a) Simulation de la répartition de l'échauffement produit par une densité du courant de 1 kA/mm², (b) dynamique de l'évolution de la température au sein des conducteurs pour diverses valeurs de densités.

Les forces magnétiques permettent l'actionnement à distance dans l'air, sont plus faibles que leur pendant électrique. Quelles amplitudes prendront-elles ces forces dans un milieu liquide ? Les forces magnétiques seront-elles suffisantes pour assurer l'actionnement des microparticules ?.

Afin d'apporter quelques éléments de réponse, une simulation a été effectuée dans un milieu liquide (eau), avec la même densité de courant. Notre choix a porté sur une microparticule solide ayant une susceptibilité diamagnétique et une densité deux fois plus supérieure à celle de l'air. Ce choix permet ainsi d'obtenir les mêmes forces diamagnétophorétiques et également la même hauteur de lévitation que l'étude précédente réalisée dans l'air (la constante de sustentation demeure la même). De ce fait, il nous sera possible de comparer l'impacte de la viscosité des milieux liquide sur les performances du dispositif. Les simulations ont révélé un actionnement magnétique médiocre dans ce milieu liquide. La vitesse de déplacement obtenue est sensiblement faible : 9 $\mu\text{m/s}$ (~ 28 fois inférieure à celle enregistrée dans l'air).

Notons ici, que cette étude ne peut être exhaustive, car celle-ci a porté sur un cas particulièrement défavorable pour l'actionnement magnétique. De plus, la section

micrométrie des conducteurs, et l'alimentation des conducteurs par des impulsions de courant, permettent encore l'augmentation de l'actuelle densité de courant [4], [59]. Il en résulte de cette augmentation l'amplification de la force d'actionnement et la vitesse de la translation avec, ce qui permettra aussi la réduction des temps d'activation des conducteurs. Les échauffements produits peuvent être aussi réduits en rajoutant au dispositif des radiateurs qui peuvent être internes et/ou externes [39], [58], pour faciliter et accélérer l'évacuation de l'échauffement à l'extérieur de la puce. Ces éléments nous laissent penser qu'une structure optimisée pourrait donner des performances beaucoup meilleures et comparables à celle dans l'air.

4.4 Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre deux techniques : électrique et magnétique, de convoyage en lévitation. La première technique est basée sur la diélectrophorèse à onde progressive. Cette technique a été mise en oeuvre grâce à des peignes d'électrodes interdigités produisant un champ électrique alternatif non-uniforme. En jouant sur la dépendance fréquentielle des parties réelles et imaginaires du facteur de Clausius-Mossotti, la fréquence a été ajustée d'une manière permettant d'annuler l'effet de la diélectrophorèse conventionnelle et de profiter d'un actionnement par tw-DEP optimal. La deuxième technique d'actionnement est magnétique et repose sur des conducteurs posés au-dessus des micro-aimants. On a aussi montré que les forces d'actionnement magnétiques bénéficient favorablement du champ produit par les micro-aimants et les gradients des champs magnétiques des conducteurs.

Enfin, il ressort de ce chapitre à travers les deux études applicatives réalisées, quelques indications sur les performances de chacune de ces deux approches d'actionnement (diélectrophorétique et diamagnétophorétique). Il est certain que les forces d'actionnement produites par la technique tw-DEP, sont relativement grandes. Cependant, cette technique est difficilement réalisable dans l'air (les forces sont attractives). La combinaison entre une technique électrique d'actionnement et magnétique pour le guidage, permet naturellement de profiter des avantages offerts par chacune d'entre-elles. Il peut s'agir cependant d'un inconvénient, de par le fait que les microparticules manipulées et les milieux doivent présenter simultanément des propriétés compatibles à la tw-DEP et à la diamagnétophorèse. L'actionnement magnétique à l'avantage d'être intournable pour les

applications dans l'air. Cependant, la marge de manœuvre pour améliorer les performances à travers l'augmentation de la densité de courant, est relativement étroite. On est rapidement limité en terme de forces et donc de performances obtenues par les problèmes d'échauffements. Ces limitations thermiques sont encore plus prépondérantes dans les milieux liquides dans lesquels existe un grand compromis entre le besoin de fortes forces d'actionnement d'un côté, et l'évacuation de la chaleur d'un autre.

Nous concluons ce chapitre en notons que les deux techniques d'actionnement, électrique comme magnétique, sont beaucoup plus complémentaires que concurrentielles. Nous tenons à noter aussi que cette complémentarité peut être même traduite pratiquement à travers des dispositifs fonctionnant avec les deux techniques d'actionnement, électrique ou magnétique, compatibles aux milieux liquides comme pour l'air.

Chapitre 5

Réalisations en microtechnologie et prototypages de structures à aimants permanents

Nous avons évoqué lors du premier chapitre, que les aimants permanents constituent une brique de base très importante dans les différents MEMS magnétiques. Cependant, bien que la réduction d'échelle s'avère très favorable au magnétisme, l'implémentation des micro-aimants dans les microsystèmes a pris beaucoup de retard. En effet, les efforts déployés pour pouvoir les intégrer par les technologies propres à ces échelles, se heurtent à des limitations diverses dont particulièrement les spécificités des technologies de fabrication collectives.

Dans cette optique, dans un premier temps de ce chapitre, nous présentons une démarche de microfabrication des micro-aimants intervenant dans nos dispositifs par deux techniques différentes. Dans un deuxième temps et toujours à l'échelle micrométrique, nous illustrons l'élaboration des dispositifs combinant l'actionnement à distance de microparticules et le guidage magnétique en lévitation. Il s'agit de dispositifs qui nécessitent en particulier l'intégration simultanée de conducteurs ou d'électrodes avec les micro-aimants.

Nous exposerons à la fin de ce chapitre, une seconde démarche menée parallèlement à la première, cette fois-ci à l'échelle millimétrique, pour réaliser des prototypes démonstrateurs. Le but étant le prototypage de structures à aimants permanents servant de démonstrateurs technologiques. Nous obtenons ainsi plus rapidement des démonstrateurs mais sans bénéficier des avantages de la fabrication collective et avec des limites inhérentes à la possibilité de la réduction d'échelle.

5.1 Fabrication de micro-aimants par des microtechnologie collectives

Deux techniques de microfabrication de micro-aimants ont été utilisées pour l'élaboration des dispositifs présentés aux chapitres 3 et 4 : l'électrolyse et la pulvérisation triode. Nous débutons cette partie par la présentation de ces deux techniques de fabrication collectives ce qui nous permettra à la fin de comparer leurs performances respectives.

5.1.1 Technique d'Electrolyse de CoPt

Nos premiers dispositifs intégrant des micro-aimants élaborés en technologies parallèles pour nos besoins, ont été réalisés par Hervé Rostaing (Chercheur au G2Elab/LETI). L'élaboration de ces micro-aimants a été accomplie avec la technique d'électrolyse [8]. En effet, le LETI a réalisé la performance peu commune d'intégrer un matériau magnétique dur (CoPt) dans des microsystèmes. Les propriétés du CoPt électro-déposé ont été optimisées par Gamet et al. [60]. Une cellule de dépôt électrolytique est composée de (Figure 5.1) :

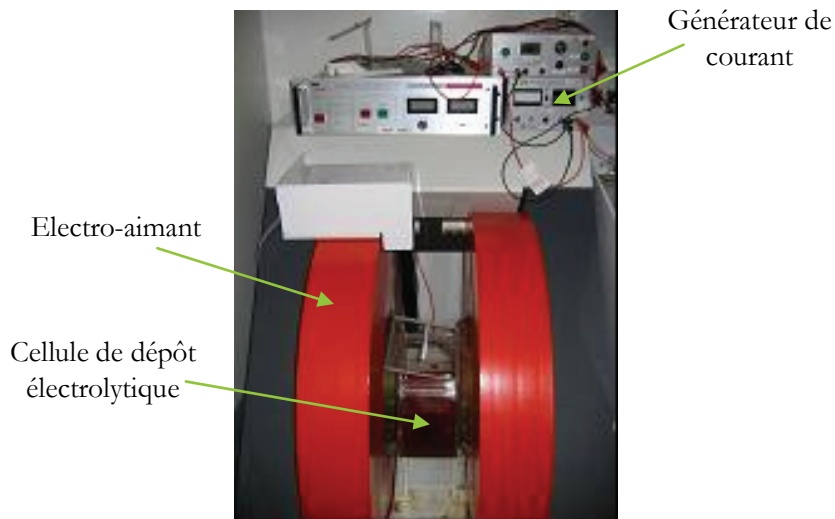


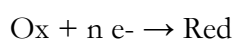
Figure 5.1 Dépôt électrolytique du CoPt sous champ magnétique.

L'électrolyse est un processus d'échange au cours lequel l'énergie électrique fournie par un générateur de courant est transformée en énergie chimique. Ce courant provoque un transfert d'électrons entre le réducteur d'un couple oxydant/réducteur et l'oxydant d'un autre couple :

- 1) D'une anode qui est le lieu d'une réaction d'oxydation selon le mécanisme suivant :



- 2) D'une cathode qui est le lieu d'une réaction de réduction selon le mécanisme suivant :



- 3) D'un générateur de courant qui met les électrons et les ions en mouvement et permet ainsi à ces deux réactions de se produire.
- 4) D'un liquide (nommé électrolyte) qui contient, entre autres, les espèces chimiques (ions métalliques en solution) permettant le dépôt du matériau.
- 5) Dans notre cas d'un électro-aimant pour faire le dépôt sous champ magnétique.

L'empilement technologique de l'élaboration de nos structures par la technique de l'électrolyse ainsi que la caractérisation des micro-aimants issus de cette technologie sont décrits ci-après.

A. Empilement technologique de la fabrication électrolytique de micro-aimants

Cette partie décrit les étapes nécessaires à la réalisation de micro-aimants de CoPt par la technique de l'électrolyse. C'est ainsi que nous avons obtenus nos premières microstructures à micro-aimants intégrés (Figure 5.2).

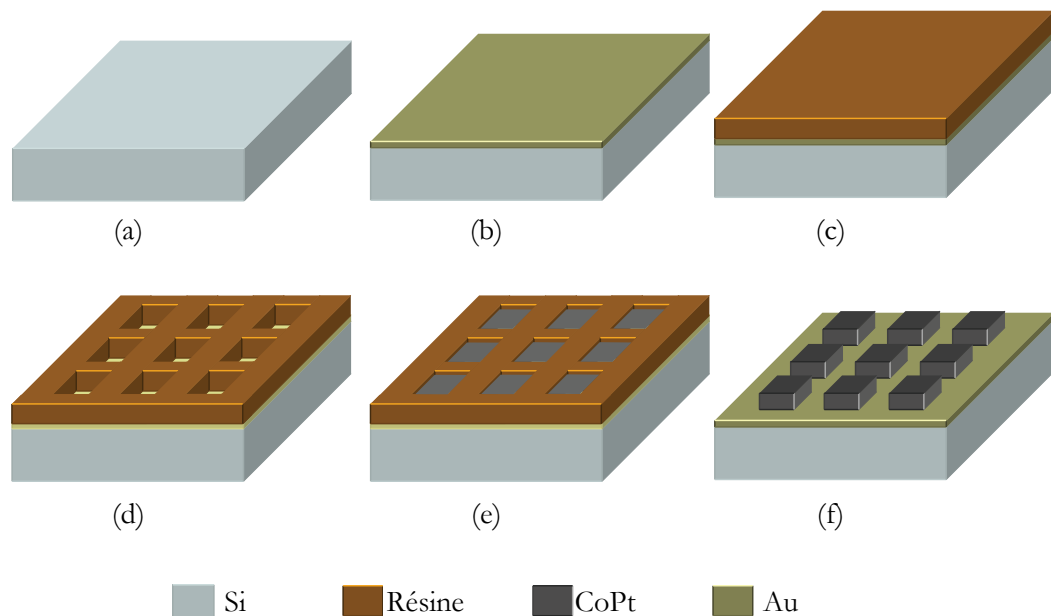


Figure 5.2 Etapes technologiques d'élaboration de micro-aimants de CoPt par la technique d'électrolyse.

Etape (a) : préliminaires

Le processus de fabrication a commencé à partir d'une plaquette de silicium de 100 mm. Cette plaquette a subi des opérations de nettoyage afin de retirer la couche d'oxyde de silicium et la préparer pour les étapes suivantes.

Etape (b) : dépôt d'une couche mince conductrice

Une couche mince d'or (Au) a été déposée par pulvérisation cathodique au dessus de la surface de travail de la plaquette. Le choix de l'or est dû à la fois à sa biocompatibilité et sa grande conductivité. Cette couche de quelques centaines de nanomètres étant indispensable pour le fonctionnement du processus d'électrolyse.

Etape (c) : dépôt et recuit de la résine

Il s'agit du dépôt et l'étalement d'une résine épaisse sur la plaquette au-dessus de la surface de l'or déposée précédemment. Il s'agit d'une importante étape, sachant que l'épaisseur et la forme des micro-aimants qui vont être déposés ultérieurement par l'électrolyse, dépendront directement de ceux de la résine employée. Ainsi, plus est grande l'épaisseur de la résine, plus grande pourra être l'épaisseur des micro-aimants obtenus. L'opération de dépôt de la résine photosensible s'est effectuée par centrifugation au moyen d'une tournette composée d'un système permettant la mise en rotation à grande vitesse de la plaque. Cette dernière est maintenue par aspiration à vide sur un support solidaire du plateau en rotation. L'épaisseur finale de la couche de résine est principalement fonction du type de la résine utilisée, de la quantité de résine déposée sur l'échantillon, de sa viscosité et des différents paramètres de rotation (accélération, vitesse, temps). Dans cet aspect, après la comparaison entre quelques résines positives et négatives, la résine négative NFR15 a été choisie. En effet, nous avons pu constater que cette résine négative permet de réaliser le meilleur compromis entre l'épaisseur de la résine, et la qualité des motifs obtenus. Les épaisseurs des résines déposées sont entre 5 μm et 15 μm , en fonction des épaisseurs des micro-aimants souhaitées, avec une rotation de 1000 tr/min et une accélération de 15 tr/min/s, pendant 30 secondes. En suite, la résine a été recuite à 115°C, pendant 60 s.

Etape (d) : développement de la résine

La résine a été insolée en mode projection ou contact pendant ~25 s. En suite la plaquette a été plongée dans un développeur pendant 5 min. Enfin, la résine NFR15 a été

recuite à 140 °C, pendant 30 s, pour la rendre plus résistante en particulier aux attaques chimiques dans le bain d'électrolyse. En effet, l'étape du développement est considérée comme cruciale au cours du processus de fabrication. En effet, les futurs micro-aimants vont prendre les formes de la résine développée. L'utilisation de résine négative NFR15 a permis d'atteindre des épaisseurs supérieures aux résines positives testées. Cependant, les facteurs de forme des motifs se dégradent en fonction de l'épaisseur de la résine, ce qui affecte également la qualité des profils verticaux des motifs obtenus (Figure 5.3). De ce fait, les épaisseurs maximales réalisant les meilleurs compromis entre : la verticalité des profils de la résine et la possibilité de l'enlever ultérieurement, tiennent autour de 10 μm .

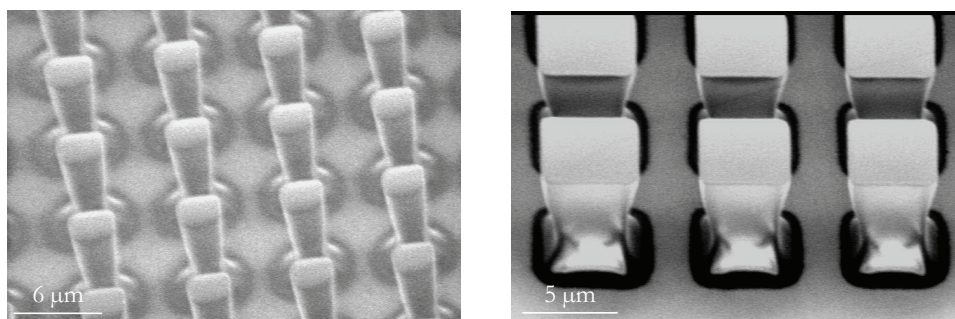


Figure 5.3 Images issues d'un microscope électronique à balayage (MEB), de quelques échantillons de la résine NFR15 après son développement.

Etape (e) : passage au bain d'électrolyse

Il s'agit d'un dépôt électrolytique sous champ magnétique. L'épaisseur du dépôt de CoPt est remarquablement nonuniforme et fonction de la taille des motifs et de leurs positions dans la plaquette. En effet, la croissance des motifs de CoPt est plus rapide pour les petites ouvertures dans la résine, et nettement moins rapide lorsque le motif est plus grand. A titre d'exemple, 6 heures permet le dépôt de $\sim 8 \mu\text{m}$ d'épaisseur pour des motifs de $5 \mu\text{m} \times 5 \mu\text{m}$, et seulement $\sim 3 \mu\text{m}$ pour les motifs de $50 \mu\text{m} \times 100 \mu\text{m}$.

Etape (f) : élimination de la résine

Afin de pouvoir libérer les gaps entre les micro-aimants, La résine a été retirée par immersion dans un *Romover* (Au 803) à chaud. A l'issue de cette étape, nous présentons sur la Figure 5.4, quelques échantillons de structures de CoPt obtenues.

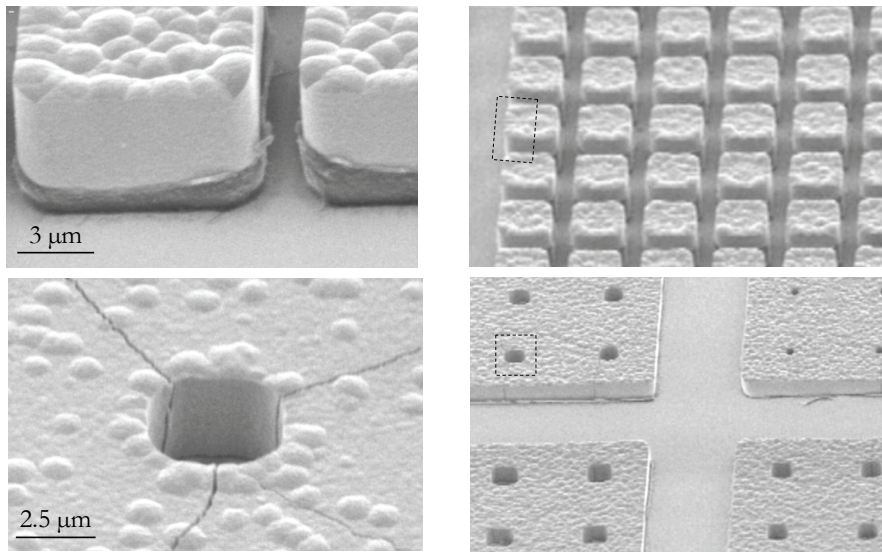


Figure 5.4 Aperçus de quelques dépôts électrolytiques de CoPt.

B. Caractérisation des couches de CoPt déposées

Les couches magnétiques déposées se composent de deux nuances magnétiques différentes : le Cobalt (Co), et le Platine (Pt). Les proportions du Cobalt et de Platine affectent directement les propriétés magnétiques des couches déposées en terme de rémanence et de coercivité. Les caractérisations effectuées indiquent que les proportions de Co et du Pt, varient un peu entre une valeur maximale et minimale en fonction des échantillons conformément aux valeurs affichées sur le [Tableau 5.1](#).

	Co	Pt
Valeur minimale (%)	58	42
Valeur maximale (%)	64	36

Tableau 5.1 Proportion de Cobalt et de Platine dans les échantillons mesurés.

Les mesures magnétiques par un dispositif de VSM¹, nous ont permis de caractériser les propriétés magnétiques des micro-aimants de CoPt déposés. Les caractéristiques magnétiques moyennes, en fonction des différents dépôts réalisés et les

1. VSM : Vibrating Sample Magnetometer.

zones mesurées sont : une rémanence de 0.3 à 0.7 T, une coercivité de 0.3 à 0.9 T et une aimantation de saturation entre 0.8 à 1 T. La Figure 5.5, illustre la courbe hystérésis obtenue VSM d'un échantillon de CoPt.

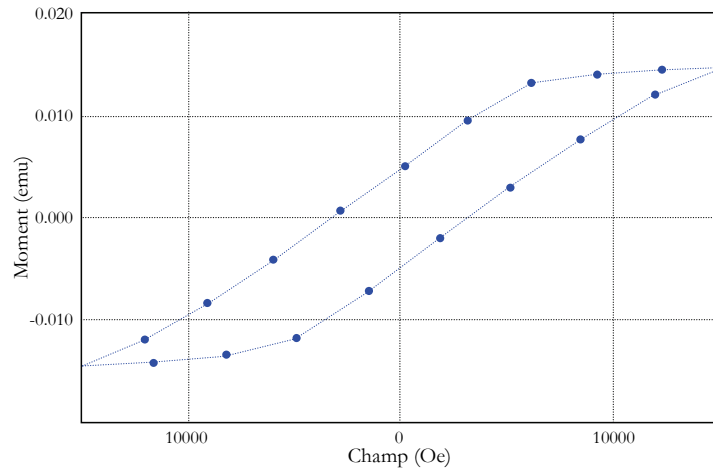


Figure 5.5 Courbe hystérésis du CoPt obtenue par VSM.

5.1.2 Technique de pulvérisation cathodique triode de NdFeB

La technique *Triode Sputtering* ou pulvérisation cathodique triode du $\text{Nd}_{16.8}\text{Fe}_{74.7}\text{B}_{8.5}$ a été utilisée après celle de l'électrolyse. Les dépôts en été effectués à l'Institut Née. Les principales motivations derrière le dépôt par seconde cette technique étaient :

- augmentation des épaisseurs des dépôts pour améliorer les facteurs de formes des micro-aimants et ainsi les performances en terme de forces. Cela permet en outre de diminuer les risques de désaimantent des micro-aimants face à leur champ de désaimantation propre et celui produit par les micro-aimants adjacents.
- renforcement des qualités magnétiques des micro-aimants déposés en terme de : rémanence et la coercivité pour améliorer les forces magnétiques (cf. chapitre 3).

Le NdFeB déposé est d'une nature anisotrope et ayant une aimantation rémanente optimale à travers le plan. Cette anisotropie convient parfaitement à nos structures qui ont été dimensionnée avec une aimantation à travers le plan.

A. Processus de dépôt de micro-aimants par pulvérisation triode

Différentes solutions techniques existent pour obtenir des motifs de micro-aimants épais requis par nos structures. Nous allons présenter le déroulement de l'élaboration des micro-aimants par la technique que nous avons choisie et maîtrisée, les micro-aimants étant déposés par la pulvérisation triode. Les étapes effectuées pour l'élaboration des micro-aimants se déclinent en trois principales phases :

- 1) La première phase, lithographie et puis gravure profonde.
- 2) La troisième phase, dépôt proprement dit de la couche magnétique de NdFeB.

Les micro-aimants sont ainsi déposés partout sur la plaquette sur les motifs de silicium en relief précédemment créés par la gravure profonde et dans les creux. Cela évite l'emploi de résine épaisse et le recours à une gravure ultérieure des micro-aimants en couches épaisses (processus mis à point à Grenoble et non encore été testé). Les micro-aimants sur les motifs en relief nous permettent d'obtenir la structure désirée, ceux en creux n'étant qu'une conséquence indésirable de la réalisation technologique. Nous assurons seulement qu'ils sont suffisamment profond grâce à une adéquate gravure profonde pour ne pas être gênants. Les trois phases de microfabrication des micro-aimants par la technique de la pulvérisation cathodique triode sont présentées ci-après :

Phase (1) : lithographie et gravure profonde

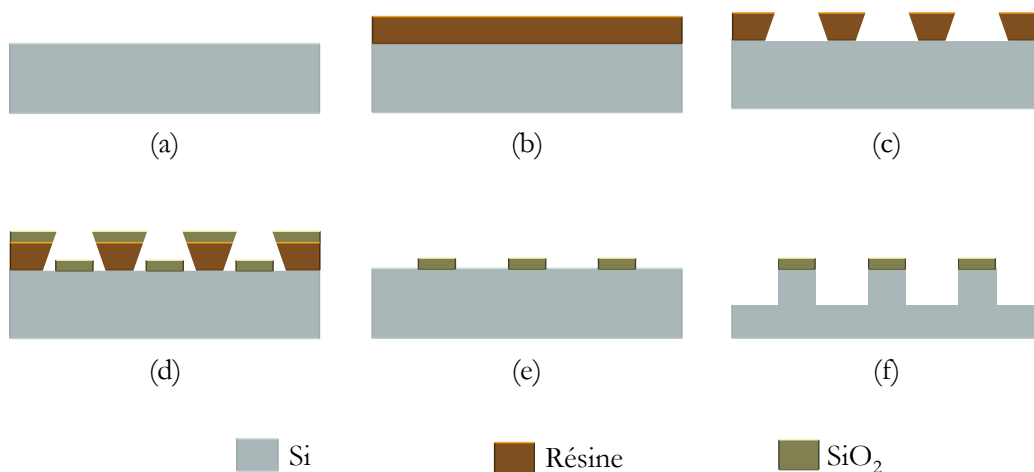


Figure 5.6 Etapes technologiques de la phase (1).

- 1) Etape (a), nettoyage de la plaquette de silicium.
- 2) Etape (b), dépôt de la résine et recuit de la résine déposée.
- 3) Etape (c), photolithographie en mode contact, et développement de la résine.

4) Etape (d), un dépôt PECVD² d'une couche mince d'oxyde de silicium (SiO_2) a été réalisé par le pulvérisateur plasma PLASSYS, sur toute la surface de la plaquette. Cette couche mince de SiO_2 a pour rôle la protection des zones sur lesquelles les micro-aimants seront déposés à la fin du processus de fabrication. L'épaisseur de SiO_2 déposé, a été ajustée à 200 nm afin que cette couche puisse à la fois résister à la gravure profonde, et également être facile à éliminer ultérieurement.

5) Etape (e), la couche de résine restante est enlevée dans un bain de décapant, dont l'action est renforcée par des ultrasons. Cela permet de faire disparaître la couche de SiO_2 déposée sur les motifs de résine. L'infiltration du décapant sous le l'oxyde de silicium, est facilitée par le profil de résine obtenu. A la fin de cette étape, il ne reste plus sur le substrat que les parties d'oxyde de silicium correspondant aux emplacements qui vont être protégés lors de la gravure profonde qui matérialisent les futurs micro-aimants.

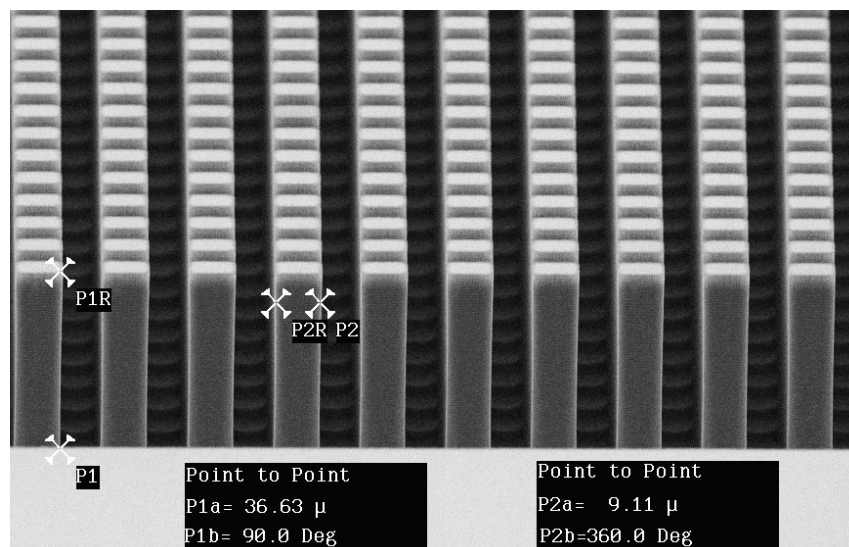


Figure 5.7 Isotropie de la gravure DRIE du silicium.

2. PECVD : Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition.

6) Etape (f), la plaquette a subi ensuite une gravure DRIE de toutes les zones non protégées par le masque d'oxyde de silicium obtenu de l'étape lift-off, d'une façon quasi-isotrope (Figure 5.7). C'est une méthode qui alterne en fait un procédé du dépôt et une gravure plasma au fur et à mesure que le silicium est usiné dans les zones non protégées par le masque d'oxyde de silicium. Le procédé permet de déposer un composé fluoré sur les parois usinées, afin de les passiver. Il existe donc des cycles de gravure-dépôt avec des gaz et des temps bien précis pour graver en profondeur le silicium d'une manière isotrope indépendamment de son orientation. La gravure a été utilisée successivement avec plusieurs plaquettes en testant différentes profondeurs de gravure. Pour cela, il suffit de modifier le temps passé à l'intérieur de la machine de la gravure profonde. Les profondeurs obtenues variaient entre 15 et $\sim 100 \mu\text{m}$ en fonction des plaquettes élaborées.

Phase (2) : dépôt par pulvérisation triode d'une couche de NdFeB

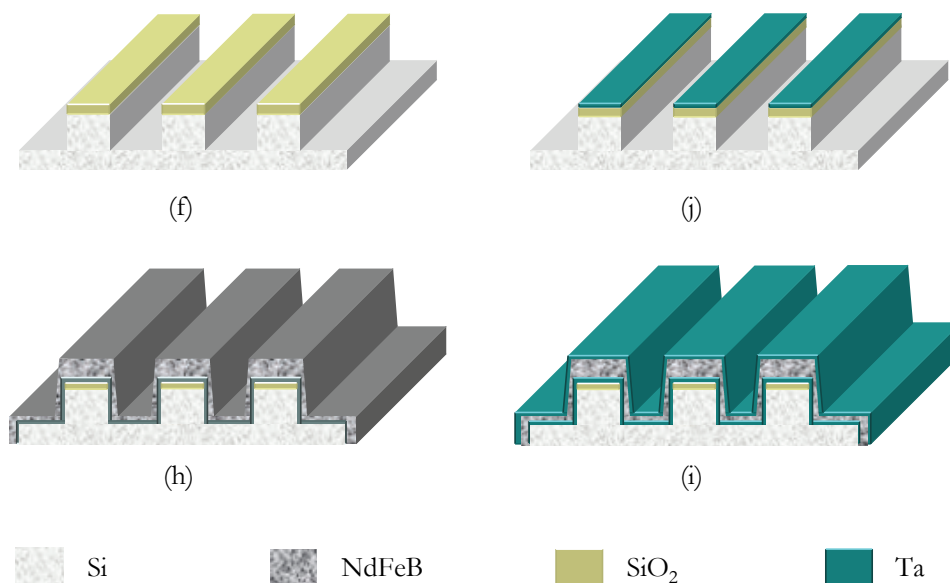


Figure 5.8 Phase du dépôt du NdFeB : (f) la structure issue de l'étape de gravure profonde, (j) dépôt d'une couche mince de 100 nm de Tantale (Ta), (h) dépôt par pulvérisation cathodique triode d'une couche épaisse de NdFeB, (i) protection des micro-aimants par un second dépôt de 100 nm d'une couche mince de Tantale.

Le dépôt par la technique de pulvérisation cathodique triode d'une couche épaisse de NdFeB, effectué dans les locaux de l'Institut Néel, par Arnaud Walther (Doctorant au G2Elab, travaillant sur l'intégration des aimants permanents pour les MEMS magnétiques) et Nora Dempsey (Chargé de recherche à l'Institut Néel, chercheur dans le domaine des matériaux magnétiques). Les détails complets de cette technologie de

déposition sont disponibles à la référence [61], [62]. Les différentes étapes intervenant dans cette phase sont présentées ci-après :

Etape (i): dépôt de Tantale (Ta)

Le début est marqué par le dépôt d'une couche mince de 100 nm de Tantale (Figure 5.8). Ce film de Tantale servira comme une couche d'accroche pour le NdFeB qui sera déposé par après. L'utilisation du Tantale comme sous couche a un certain nombre d'avantage : il ne diffuse pas dans le NdFeB et adhère bien à la couche de NdFeB. Cependant, il représente quelques inconvénients mécaniques.

Etape (h): dépôt par pulvérisation cathodique triode de NdFeB

Ensuite, le procédé de dépôt par pulvérisation cathodique triode de NdFeB commence (Figure 5.8) avec une vitesse de $\sim 16 \mu\text{m/h}$. Le dépôt de NdFeB sur la plaquette est nonuniforme (nettement moins que l'électrolyse). La température du substrat pendant le dépôt a été fixe ($T_{\text{sub}}=500 \text{ }^\circ\text{C}$), afin de favoriser une meilleurs texture magnétique hors du plan. Puis, à la fin du dépôt, le substrat est chauffé à $750 \text{ }^\circ\text{C}$ pendant 10 minutes.

Etape (j): dépôt d'une seconde couche mince de Tantale (Ta)

Enfin, un second dépôt d'une couche mince de Tantale de protection des micro-aimants est réalisé. Il s'agit principalement de protéger les aimants par une couche offrant également la qualité de biocompatibilité (Figure 5.7).

B. Caractérisation des couches de NdFeB disposées

Les couches de NdFeB obtenues ont une rémanence anisotrope avec une direction d'aimantation optimale normale au plan de la plaquette. La Figure 5.9, montre quelques échantillons de structures obtenues à la fin de processus de fabrication. Les proportions atomiques du Néodyme, de fer et du Bore, constituant la cible se trouvant à l'intérieur de la machine (aimant NdFeB parallélépipédique d'une surface de $100 \text{ mm} \times 100 \text{ mm}$), sont respectivement 16.8%, 74.7% et 8.5 %.

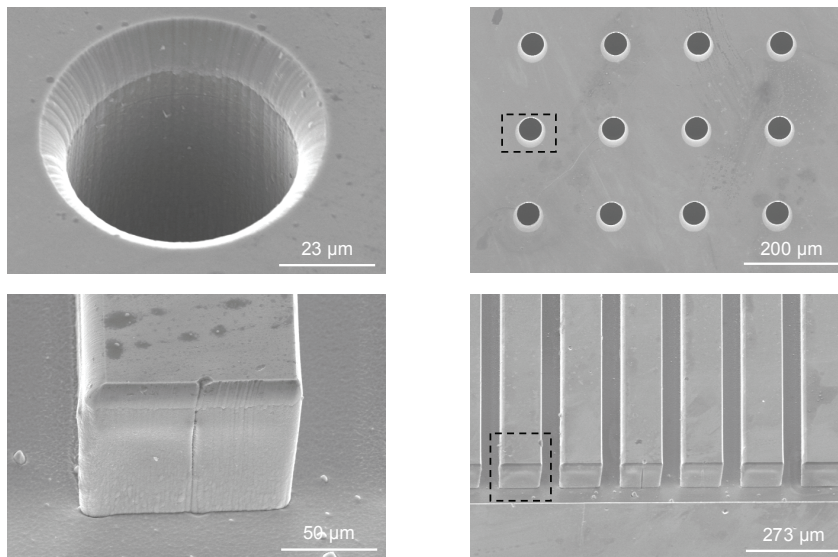


Figure 5.9 Exemples de structures obtenues par la technique de la pulvérisation cathodique triode de NdFeB.

Les structures obtenues sont constituées de plusieurs couches de propriétés et d'épaisseurs différentes. Les images en coupe obtenues par le microscope électronique à balayage, révèlent que les deux nuances de matériaux apparentes sont le silicium constituant le substrat de la plaquette, et la couche épaisse de NdFeB déposée. Etant donné que la couche d'oxyde de silicium ainsi que les deux couches de Tantale ont des épaisseurs nanométriques, elles ne sont pas visibles à l'échelle de la couche de NdFeB (Figure 5.10).

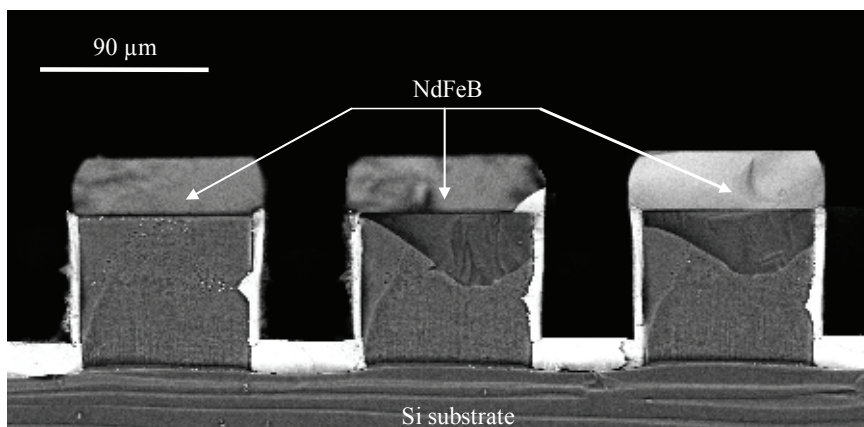


Figure 5.10 Vue de coupe d'un dépôts de $\sim 30 \mu\text{m}$ de NdFeB effectué par pulvérisation triode.

Les dépôts magnétiquement utiles pour l'aspect fonctionnel de nos structures, sont situés aux sommets des motifs, sur les reliefs faits à la gravure profonde (la partie

supérieure de la structure) (Figure 5.10 et Figure 5.11). Il existe d'autres dépôts situés aux fonds des rainures et partout sur les profils verticaux des motifs (partie inférieure de la structure). Ces couches situées dans la partie inférieure, sont à la fois indésirables et inutiles en terme fonctionnel de nos structures, mais étaient attendues. Etant donnée que la zone de lévitation est située dans la partie supérieure de la structure (les micro-aimants sont aimantés verticalement au substrat), nous pouvons considérer que les effets magnétiques des couches de la partie inférieure sont négligeables. Ce point a été vérifié par des calculs et s'explique soit par le fait de l'éloignement de la partie inférieure (le cas des couches situées au fond des rainures), sachant que l'amplitude du champ magnétique produit par ces parties décroît en fonction de la distance d'éloignement de ces parties, soit par l'influence magnétiquement négligeable (cas des couches posées sur les profils verticaux des motifs). C'est cet aspect qui nous a conduit à faire ce choix technologique, meilleur compromis à ce jour entre la difficulté technologique de réalisation et la fonctionnalité obtenue, jugée satisfaisantes pour nos applications. Divers améliorations ou variantes technologiques seront envisageables pour la suite et, certaines, plus adaptées à nos besoins.

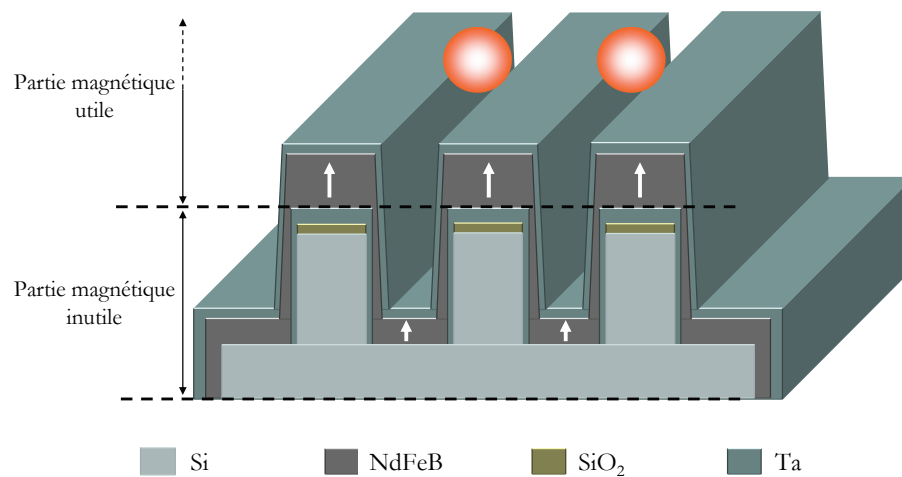


Figure 5.11 Les deux parties magnétiques constituant la structure : la partie supérieure de la structure est magnétiquement utile d'un point de vue fonctionnel, et la partie inférieure est magnétiquement inutile.

Les caractérisations magnétiques des échantillons obtenus de plusieurs dépôts et dans des endroits différents des plaquettes, révèlent des bonnes qualités magnétiques. La rémanence du NdFeB est située entre 1.1 et 1.4 T, et sa coercivité est entre 0.6 et 1 T,

conformément aux courbes d'hystérésis illustrées sur la [Figure 5.12](#), issues de deux échantillons mesurés par un dispositif VSM.

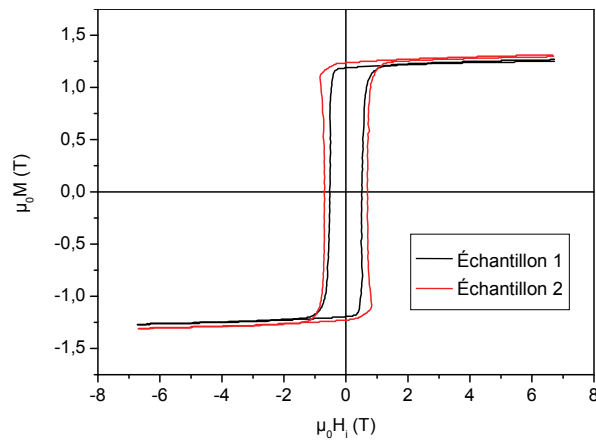


Figure 5.12 Courbe hystérésis du NdFeB déposé.

Des dépôts d'épaisseurs graduelles de : 15, 30 et 60 μm , ont été réalisés à notre demande à l'Institut Néel. Vu les résultats obtenus de ces dépôts, il semble que des épaisseurs plus conséquentes sont tout à fait envisageables. Les épaisseurs du NdFeB déposés ont été caractérisées à l'aide d'un MEB. Cette caractérisation a été établie sur des coupes de quelques échantillons ([Figure 5.10](#) et la [Figure 5.13](#)).

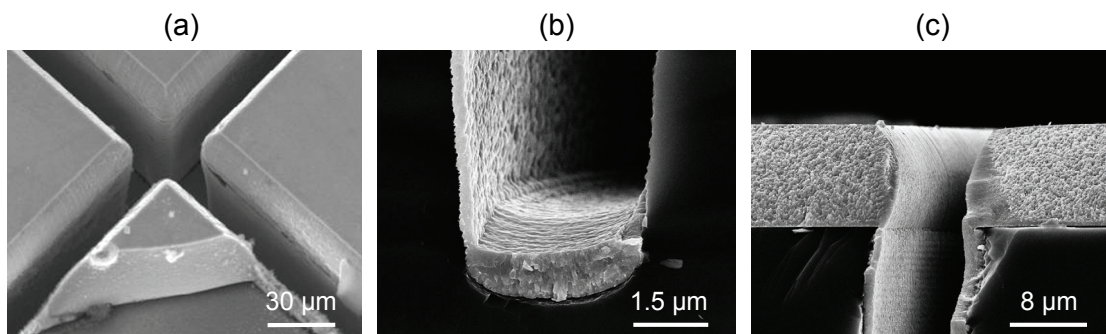


Figure 5.13 Aperçus de quelques coupes d'échantillons.

5.1.3 Conclusion sur le dépôt des micro-aimants

Une première technique de déposition de micro-aimants basée sur l'électrolyse a été présentée. Cette technique de dépôt électrolytique de CoPt présente un certain nombre d'avantages (pas de recuit nécessaire, méthode de dépôt adaptée aux processus de micro

technologies). Cependant, ses propriétés magnétiques se sont révélées insuffisantes pour nos applications ($\mu_0 H_c = 0.3 \text{ T}$, $\mu_0 M_r = 0.4 \text{ T}$). Dans les microsystèmes que nous voulons réaliser, une aimantation rémanente supérieure permettrait en effet d'amplifier les forces et ainsi les performances. La seconde technique de pulvérisation triode, s'est révélée plus concluante par rapport à celle de l'électrolyse. Les principales vertus du dépôt par pulvérisation triode sont :

- 1) les propriétés magnétiques (aimantation et coercivité) des aimants et leurs profils sont de bien meilleure qualité,
- 2) une vitesse de dépôt très rapide et nettement plus uniforme.

Cependant, cette technique nécessite encore certains développements pour qu'elle soit pleinement utilisable dans le domaine des MEMS magnétiques à base d'aimants permanents. Par exemple, il faudra développer des dépôts ciblés nécessitant d'autres solutions alternatives pour pouvoir retirer les zones d'aimants indésirables. Cela pourrait être possible par le développement par exemple d'une technique de gravure de NdFeB, ou bien d'utiliser des moyens mécaniques.

5.1.4 Intégration simultanée des aimants et des conducteurs

Nous avons présenté précédemment les techniques utilisées pour élaborer les dispositifs faisant intervenir juste les micro-aimants. Cependant, les dispositifs de guidage dynamique de microparticules, nécessitent en plus suivant le principe d'actionnement, des conducteurs, ou des électrodes (cf. chapitre 4). Dans ce qui suit, nous présentons la manière avec laquelle ces dispositifs, réunissant le guidage magnétique en lévitation et l'actionnement à distance de particules, vont être élaborés (en voie fabrication au LETI). Ces dispositifs ont été intégrés dans le cadre du projet ANR *Nanomag*. Ce projet réunit : le Laboratoire de Génie Electrique de Grenoble (G2Elab), Le Laboratoire d'Electronique de Technologie de l'Information (LETI), l'Institut Néel (IN) et Alcatel. Vu le caractère confidentiel de ce projet qui n'est pas encore achevé, nous nous restreindrons à la présentation des principales étapes technologiques interférant dans le processus de fabrication. Ce processus de fabrication est relativement complexe et nécessite cinq niveaux de masquage (Figure 5.14). Un résumé du processus de fabrication est présenté sur la Figure 5.15, et brièvement détaillé ci-après :

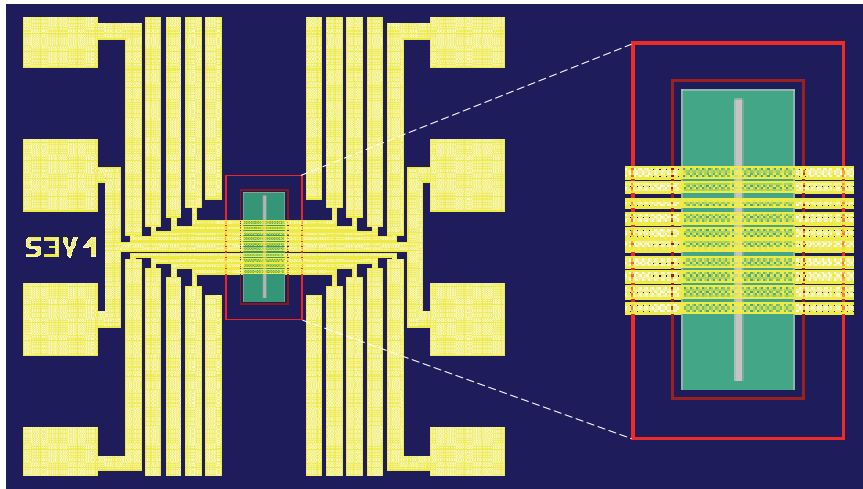


Figure 5.14 Aperçus du dessin des masques.

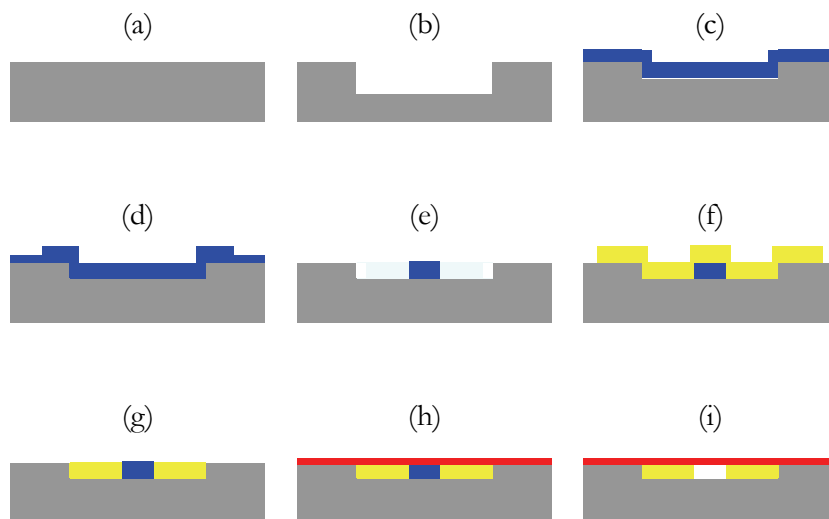


Figure 5.15 Etapes technologiques du processus d'intégration des aimants et des conducteurs.

Etape (a) : nettoyage et préparation des plaquettes. Les plaquettes utilisées ont la dimension de 200 mm de diamètre.

Etape (b) : les plaquettes subiront un procédé de gravure profonde DRIE de silicium pour construire les caissons qui accueilleront ultérieurement les micro-aimants.

Etape (c et d) : puis, une phase de dépôt PECVD de SiO_2 , pour remplir les caissons suivie par un procédé du détournage du SiO_2 autour des caissons sera réalisé.

Etape (e) : ensuite, vient une planarisation mécano chimique *CMP*, qui vise à retirer tout l'oxyde de silicium se trouvant à l'extérieur des caissons. Une fois la surface est planarisée, une phase de lithographie commence dont le but est la préparation de la gravure sèche de l'oxyde de silicium restant dans les caissons. L'objectif de cette gravure est la formation de deux caissons qui logeront ultérieurement les deux micro-aimants constituant la partie magnétique responsable de la lévitation des particules.

Etape (f et g) : un dépôt PVD l'acronyme de *Physical vapor deposition*, de NdFeB sera réalisé. Il sera suivie par une étape de détournage et de planarisation de cette couche magnétique de NdFeB, pour garder uniquement la partie se trouvant à l'intérieur des caissons.

Etape (h et i) : vient un dépôt électrolytique d'une couche conductrice d'or, suivit par l'enlèvement de l'oxyde restant entre les aimant par une étape de gravure humide.

5.2 Prototypages à l'échelle millimétrique

Dans cette section, nous présentons deux techniques d'élaboration de deux dispositifs à l'échelle millimétrique. Elles ont été mises en œuvre pour la réalisation de prototypes servant comme démonstrateurs technologiques. Les dispositifs millimétriques issus de ces deux techniques ont été réalisés au LETI, par Christian Jeandey (Chercheur au LETI, dans le domaine du magnétisme) et Henri Grateau (Technicien au CEA de Grenoble).

5.2.1 Technique d'électroérosion

La technique d'électroérosion a été utilisée pour fabriquer un dispositif comportant une configuration matricielle d'aimants permanents. Cette configuration matricielle millimétrique d'aimants permanents a été obtenue par un procédé d'électroérosion en partant d'un aimant NdFeB massif, en creusant des rainures avec un pas différent comme

est illustré sur la [Figure 5.16](#). A la fin du procédé d'électroérosion, la structure a été aimantée à une valeur rémanente de 1.2 T. Les rainures creusées par électroérosion ont une largeur de $\sim 150 \mu\text{m}$. En effet, il est très difficile d'envisager des rainures de quelques dizaines de micromètres avec cette technique. Les profondeurs des rainures quant à elle entre 1 mm et 1.5 mm. La structure finale ressemble à une plaquette de fakir, comme-ci une matrice d'aimants parallélépipédiques est fixée sur un macro-aimant. Ce macro-aimant sert d'un support de fixation de la matrice. Sa présence est indispensable malgré qu'il affecte par sa grande dimension légèrement le champ au niveau des zones de lévitation. La [Figure 5.17](#), montre un aperçu de la structure issue de la fabrication.

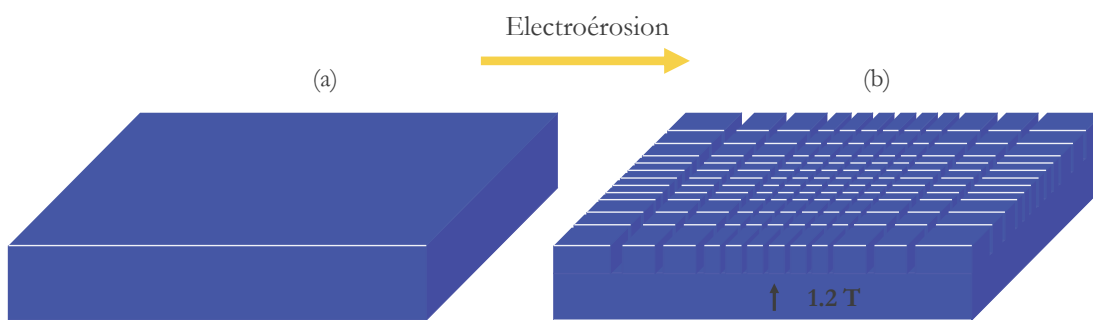


Figure 5.16 Fabrication d'une structure matricielle par la technique d'électroérosion, (a) structure avant le procédé d'électroérosion : un aimant NdFeB massif, (b) aperçu de la structure après le procédé d'électroérosion.

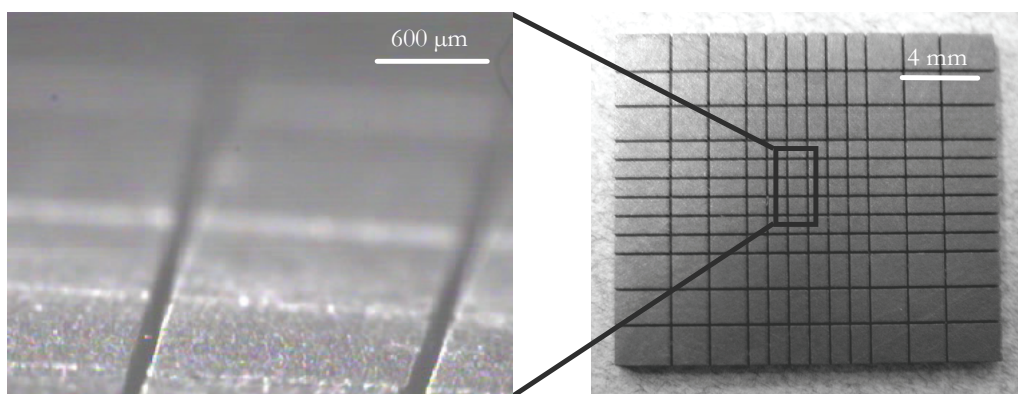


Figure 5.17 Aperçu de la plaquette millimétrique fabriquée par électroérosion.

5.2.2 Technique d'assemblage mécanique

Un autre dispositif millimétrique a été conçu et dédié à la configuration d'un piège magnétique ponctuel est illustré sur la [Figure 5.18](#). Il est dédié pour le piégeage en lévitation de corps d'une taille de quelques centaines de micromètres. Il s'agit d'un dispositif conçu à partir d'un aimant NdFeB cylindrique, lequel un trou traversant a été élaboré à travers. En suite, l'aimant a été découpé en huit portions identiques, puis aimantées séparément d'une manière radiale. Les portions aimantées, ont été ensuite assemblées mécaniquement à l'aide d'un support de maintien (socle cylindrique de cuivre), pour reconstituer la forme de l'aimant massif cylindrique de départ. Enfin, une pièce polaire de 2 mm d'épaisseur a été posée au-dessus ayant le même rayon du cylindre d'aimants et également un trou traversant de 1.6 mm.

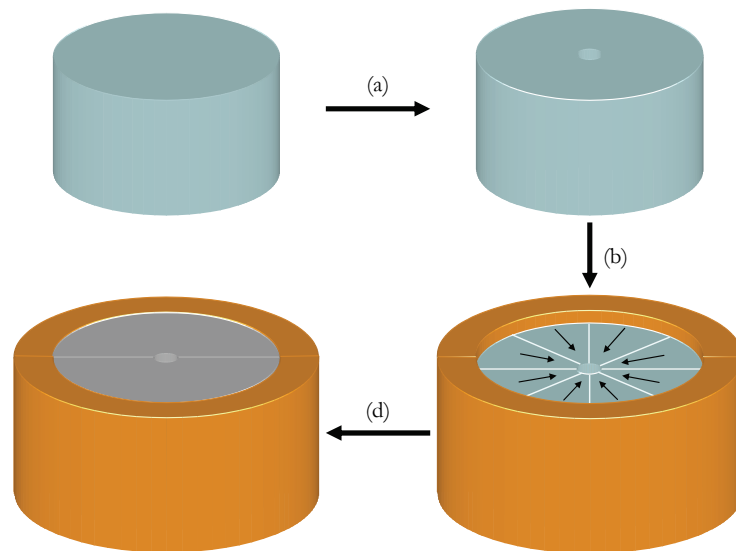


Figure 5.18 Processus de fabrication de la structure par assemblage mécanique, (a) perçage d'un trou traversant dans aimant cylindrique, (b) découpage de la structure résultante en huit portions identiques, aimantation et assemblage des portions à l'aide d'un socle, (d) l'ajout d'une pièce polaire ayant un trou traversant au centre.

La pièce polaire est ferromagnétique, son rôle est le guidage et la concentration du champ magnétique dans la zone de lévitation. En particulier, elle tâche à amplifier les forces radiales s'exerçant sur les corps en lévitation. La position horizontale de lévitation est située centre du trou que comporte la structure. Cependant, la position verticale de lévitation varie en fonction des propriétés magnétiques et physiques des corps lévitant. Cette position verticale est le plus souvent localisée au niveau de l'interface aimants/fer.

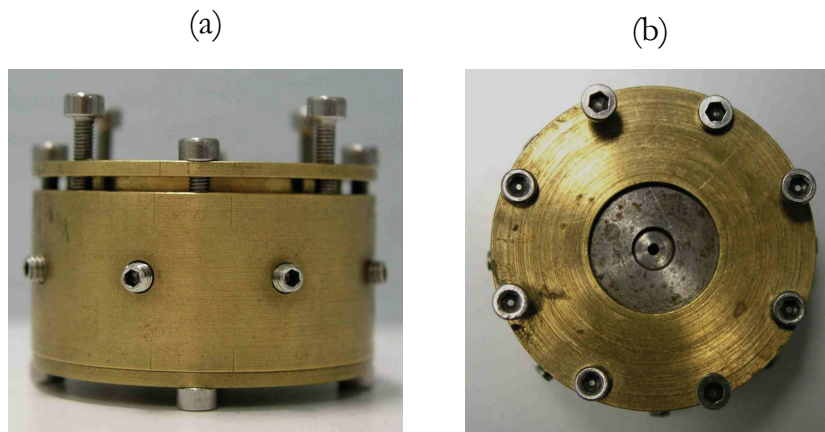


Figure 5.19 Aperçu de la structure fabriquée par la technique de l'assemblage mécanique, (a) vue de côté, (b) vue de dessus.

5.2.3 Conclusion sur les techniques de prototypage

Nous avons au cours de cette partie, présenté deux techniques de prototypages de structures à l'échelle millimétriques. Cette démarche de réalisation de structures à l'échelle millimétrique à pour principaux avantages :

- 1) la réalisation de quelques géométries complexes d'aimants et avec des aimantations difficilement reproductibles en technologie collectives telle que les aimantations radiales des portions d'aimants de la structure cylindrique),
- 2) la facilité et rapidité relative de la réalisation de dispositifs par ces deux techniques.

De ce fait, les techniques d'électroérosion et d'assemblage mécanique, sont très utiles pour la réalisation rapide de dispositifs millimétriques de démonstration technologique. Cependant, ces deux techniques présentent les limitations suivantes :

- 1) ne sont pas intégrables,
- 2) ne permettent pas de tirer pleinement profit de la réduction d'échelle (les dispositifs issus de ces deux techniques sont de dimensions millimétriques).

5.3 Conclusion

Nous avons au cours de ce chapitre en mettant en évidence les différents techniques que nous avons utilisées pour la réalisation de nos dispositifs.

Deux d'entre-elles nous ont permis d'élaborer nous dispositifs à l'échelle micrométrique. La première est basée sur le principe d'électrolyse de CoPt, qui se considère comme la manière la plus aisée pour obtenir des micro-aimants. La deuxième technique est basée sur une technique de la pulvérisation cathodique triode de NdFeB. Cette dernière technologie nous a parue plus concluante sur plusieurs aspects et particulièrement la qualité des micro-aimants obtenus.

Nous avons ensuite donné un aperçu de la manière avec laquelle les conducteurs vont être combinés avec les micro-aimants d'une manière intégrée pour élaborer les dispositifs dédiés au déplacement de microparticules en lévitation.

Enfin, nous avons présenté les deux techniques mises en oeuvre pour la fabrication de prototypes millimétriques de démonstration technologique. La première technique est basée sur la technologie de l'électroérosion. Cette technique a été utilisée pour usiner une configuration matricielle d'aimants parallélépipédiques dans un aimant NdFeB massif. La deuxième technologie est basée sur un assemblage mécanique de huit portions d'aimants permanents combinées avec une pièce polaire ferromagnétique.

Ce sont ces structures, issues des différentes techniques de fabrication présentées dans ce chapitre, qui nous ont permis de faire plusieurs manipulations portant sur divers aspects de la lévitation diamagnétophorétique, qui vont être le sujet d'une présentation détaillées dans le chapitre suivant.

Chapitre 6

Expérimentations et caractérisations

Manipulations de microgouttelettes, cellules et billes

Dans le présent chapitre, nous décrivons les expériences réalisées sur les dispositifs développés, menées dans l'air et dans des milieux liquides. Nous évoquons notamment les protocoles expérimentaux adoptés et nous discutons les résultats obtenus.

Le premier volet de ce chapitre, est consacré à la manipulation diamagnétophorétique de microgouttelettes de divers liquides dans l'air. Ces expériences portent sur le guidage magnétique en lévitation ainsi que le confinement ponctuel de gouttes dans l'air.

Le deuxième volet est consacré aux expérimentations effectuées sur des cellules biologiques vivantes. Nous décrivons en outre la manière avec laquelle les milieux cultures ont été réalisés et notamment les questions liées à leur biocompatibilité.

Nous terminerons ce chapitre par un volet dédié aux expériences de guidage et de matriage en lévitation menées sur des micro-billes magnétiques.

6.1 Manipulation de gouttelettes dans l'air

Les gouttelettes utilisées dans les expériences menées sont composées de différents liquides tels que : l'eau pure ou salée, l'éthanol et le glycérol. Elles sont soit entièrement pure, ou soit constituées de mélanges de plusieurs liquides.

La possibilité de manipuler des microgouttelettes en lévitation dans l'air est certainement un des aspects les plus novateurs de nos travaux. En effet, cette possibilité nouvelle ouvre la voie à une manipulation aisée de microgouttelettes indépendantes. Les éléments avantageux de la lévitation diamagnétique dans l'air, et en particulier celles des gouttelettes sont :

- l'absence de frottements autres que ceux avec l'air,
- aucune force de contact,
- aucun risque de collage des gouttelettes,
- sans risque de contamination ou de pollution que ce soit entre les microgouttelettes successives ou avec le dispositif.

Cette nouvelle possibilité de capturer ou d'agir sur des microgouttelettes en lévitation dans l'air, ouvre de nombreuses portes dans des domaines variés. Il s'agit en particulier d'applications dans le domaine des Biopuces, la biochimie ultra pure, la cristallogenèse, la caractérisation des cellules en microgravité, etc. Dans une configuration liquide/air, la constante de sustentation des microgouttelettes s'exprime essentiellement en fonction de la susceptibilité magnétique et la densité du liquide constituant ces microgouttelettes, qui sont fortement prépondérantes par rapport à celles de l'air. Ainsi, la lévitation de microgouttelettes dans l'air, requière de fortes forces diamagnétophorétiques, à cause de la faible susceptibilité magnétique des liquides en général, à laquelle s'ajoute aussi la faible poussée d'Archimède mécanique et magnétique de l'air. Autrement dit, une telle configuration se traduit par une constante de sustentation relativement grande. Dans le cas de microgouttelettes d'eau dans l'air, cette constante vaut $1307 \text{ T}^2/\text{m}$ (Tableau 6.1).

	Densité (g/cm ³)	Susceptibilité (× 10 ⁻⁶)	Constante de sustentation dans l'air (T ² /m)
Air	1.06×10^{-3}	0.37	0
Eau DI	1	-9.048	1307
Ethanol	0.7892	-7.226	1279
Glycérol	1.26	-12.35	1220
Méthanol	0.7914	-6.660	1385
n-hexane	-0.659	7.100	1085
Décane	0.7300	-7.720	1110
Toluène	0.8669	-7.765	1312
m-Xylène	-7.835	0.866	1299
N,N-diméthylformamide	0.9487	Formamide : -9.13	1229
Chloroforme	1.4832	-9.299	1889
PBS	1.006	PBS 1X : -8.97	1326
	1.06	PBS 10X : -10.34	1219

Tableau 6.1 Propriétés de quelques liquides utilisés dans nos expériences.

La génération des microgouttelettes de manière répétitive et contrôlée est un processus non encore maîtrisé. Il est en effet nécessaire de créer des gouttelettes bien positionnées et possédant une vitesse suffisamment faible pour qu'elles soient capturées dans les filets magnétiques. Il existe des moyens commerciaux (dispenseurs, nébuliseurs) pour obtenir des microgouttelettes dans l'air. Malheureusement, soit la vitesse des gouttes

est excessive, soit la génération microgouttelettes est aléatoire. Ces méthodes inadéquates pour de futures applications intégrées nous ont cependant permis de tester nos structures et démontrer la viabilité des solutions choisies.

On notera cependant, que le concept de la manipulation à distance et sans contact de gouttelettes liquides dans d'autres milieux liquides (e.g. huile/eau), est parfaitement envisageable [62], [63]. De plus, une configuration liquide/liquide pourrait être plus favorable, à la lévitation dans le cas d'une configuration de liquides ayant des caractéristiques physiques et magnétiques complémentaires. En effet, à travers une configuration liquide/liquide, la constante de sustentation s'exprime en fonction des contrastes respectifs de la susceptibilité magnétique et de la densité volumique, entre la gouttelette et son milieu liquide de suspension (cf. chapitre 3). Ainsi, il est possible de tirer vers le bas et d'une manière significative la valeur de cette constante par l'utilisation de milieux denses et/ou paramagnétiques. De plus, la poussée d'Archimède réduit ou peut même inverser les forces nécessaires à la lévitation.

6.1.1 Génération des gouttelettes

Afin d'établir des expériences avec des gouttelettes, deux techniques ont été utilisées pour les générer. La première technique repose sur l'utilisation d'une buse piézoélectrique de microgouttelettes de la société MicroFab Technologies[®], figurant sur la Figure 6.1. Elle est constituée principalement d'une céramique piézoélectrique qui se contracte contre un tube de verre pour produire et éjecter les gouttelettes. L'orifice de l'éjecteur est disponible en deux diamètres : 30 et 60 μm . Les gouttelettes produites ont en théorie un diamètre légèrement plus large, de l'ordre de $\sim 35 \mu\text{m}$ (0.18 nL) et $\sim 65 \mu\text{m}$ (1.15 nL), respectivement pour les orifices de 30 μm et 60 μm . Les paramètres de génération tels que la vitesse initiale, la fréquence, les positions verticales et horizontales du buse et l'angle de génération par rapport à la cible, peuvent être ajustés à distance à l'aide d'un ordinateur. Néanmoins, les gouttelettes ont été produites dans des conditions "douces", c'est-à-dire en appliquant une contraction faible de la céramique piézoélectrique contre le tube de verre, ceci pour qu'elles soient éjectées avec une vitesse initiale la plus faible possible et puissent ainsi être capturées par les pièges magnétiques. Nous pouvons donc penser que les gouttelettes possèdent un diamètre un peu plus faible que celui attendu dans les conditions normales d'utilisation de l'éjecteur, qui se situerait autour de la taille de l'orifice utilisé. De plus, et à cause de l'évaporation, la taille initiale des gouttelettes au moment de leur éjection diminue progressivement durant sa trajectoire vers la cible.

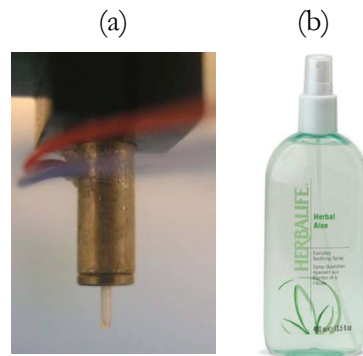


Figure 6.1 Les dispositifs de génération de gouttelettes dans l'air, (a) buse piézoélectrique, (b) un spray.

La deuxième technique de génération de gouttelettes est effectuée par un simple pulvérisateur manuel (spray). Naturellement, les paramètres des gouttelettes générées par cette technique ne peuvent pas être contrôlés ; les gouttelettes prennent un aspect totalement aléatoire en termes de taille et de vitesse. De plus, il s'agit d'un nuage de gouttes envoyées aléatoirement. Cependant, cette technique s'utilise d'une manière très simple et est également très utile pour générer des gouttelettes de faibles tailles et/ou faibles vitesses à l'arrivée de ces dernières au-dessus de la cible.

Pour les deux types d'éjecteurs, les vitesses initiales des microgouttelettes (quelques mètres par seconde) au moment de leur génération, sont relativement élevées par rapport à la vitesse théorique maximale de quelques centimètres par seconde, à laquelle les pièges magnétiques peuvent résister. Si la vitesse est trop élevée, les microgouttelettes traversent les filets de piégeage diamagnétophorétiques et aucune lévitation ne peut ainsi être obtenue. Etant donné que la génération des gouttes s'effectue à des distances variables de la cible, il est nécessaire d'estimer la distance que doivent parcourir ces gouttelettes pour atteindre leur vitesse de croisière en régime permanent. En effet, les frottements dans l'air ralentissent ces gouttes jusqu'à la vitesse de chute en régime permanent. C'est cette atténuation de la vitesse, donc de l'énergie cinétique des gouttes, qui a permis de les utiliser efficacement pour nos tests. Les dispositifs de génération doivent donc être placés à une distance adéquate par rapport à la cible.

Les trois principaux paramètres en définissant les vitesses d'arrivée des gouttelettes sont : la vitesse d'éjection, la taille des gouttelettes générées et distance parcourue. A titre d'exemple, nous montrons sur la [Figure 6.2](#) qu'une gouttelette d'une taille $d = 30 \mu\text{m}$ dispensée par une vitesse initiale de 6 m/s , a besoin d'une distance de $\sim 16 \text{ mm}$ pour atteindre sa vitesse limite de 2.7 cm/s (l'évaporation n'est pas prise en compte). Tandis

qu'une gouttelette de $100\ \mu\text{m}$ dispensée à la même vitesse de $6\ \text{m/s}$, a besoin de $\sim 20\ \text{cm}$ (~ 13 fois plus supérieure à la gouttelette de $30\ \mu\text{m}$ de taille) pour atteindre sa vitesse permanente de $76\ \text{cm/s}$.

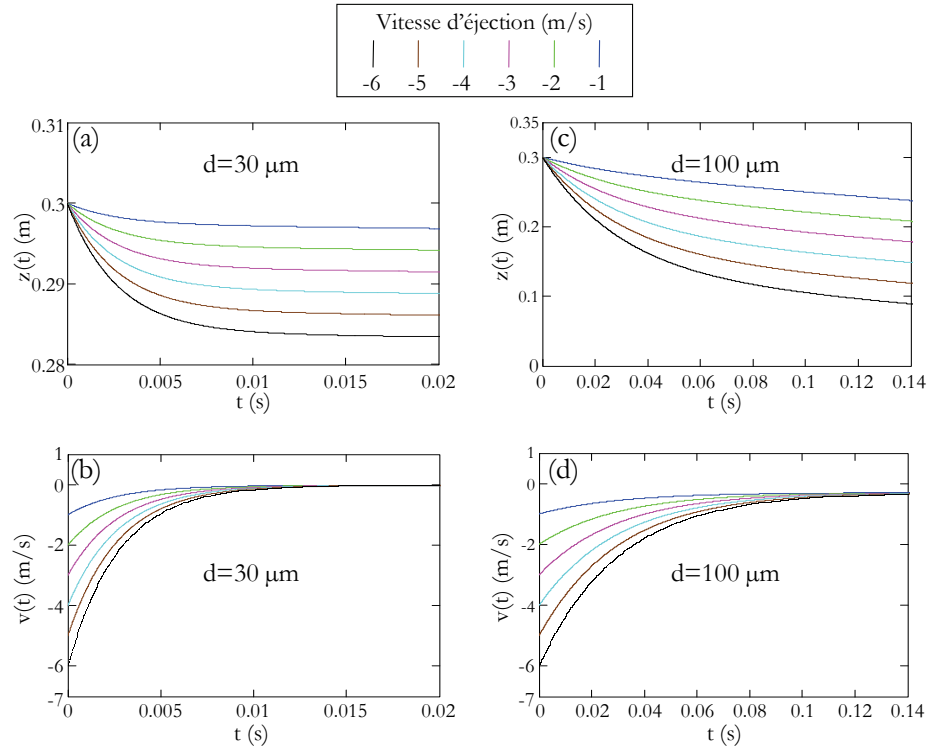


Figure 6.2 Evolution des positions et des vitesses verticales de gouttelettes en fonction de quelques vitesses d'éjection, (a, b) cas de gouttelettes de $30\ \mu\text{m}$, (b, c) cas de gouttelettes de $100\ \mu\text{m}$.

6.1.2 Microfluidique digitale dans des pièges magnétiques linéaires

Dans cette partie, nous présentons diverses expériences menées ainsi que les résultats obtenus, avec des structures comportant une configuration matricielle d'aimants et produisant toutes des pièges magnétiques linéaires. Les expériences effectuées sont réparties en deux groupes selon l'échelle du dispositif utilisé. Le premier groupe d'expériences porte sur une microstructure micrométrique issue de la micro-fabrication par les technologies collectives. Quant au deuxième groupe, il concerne les expériences portant sur les structures à l'échelle millimétrique réalisées par assemblage ou par la technique d'électroérosion par Christian Jeandey et Henry Grateau. Les expériences se sont déroulées aux locaux du Laboratoire Biopuces, sous la direction de Vincent Haguët (Chercheur au Laboratoire Biopuces/CEA de Grenoble, dans le domaine des BioMEMS).

6.1.3 Microfluidique digitale sur puce

La structure sur laquelle ont été réalisées les expériences de cette section, est une puce comportant une matrice de micro-aimants parallélépipédiques de NdFeB issus de la technique de pulvérisation triode (cf. chapitre 5). Les aimants ont une taille de $500 \mu\text{m} \times 1470 \mu\text{m}$, une épaisseur de $30 \mu\text{m}$ et sont espacés d'un gap de $32 \mu\text{m}$. Les expériences menées avec cette puce ainsi que les résultats obtenus, sont présentés ci-après.

Le liquide utilisé pour la génération des gouttelettes est de l'eau (pure, désionisée, salée, etc). Dans ces expériences, nous avons opté pour la technique de pulvérisation manuelle à l'aide d'un spray que nous avons estimée plus adéquate pour produire des gouttelettes de taille et de vitesse faibles. La technique de génération automatique de gouttelettes par l'éjecteur piézoélectrique n'a pas été encore testée et sera le sujet de futures expériences. Les gouttelettes sont éjectées d'une distance de 30 cm à 50 cm de la puce par un spray d'eau désionisée, avec un angle de 30° à 60° par rapport au plan horizontal. Afin de filmer les résultats des expériences, l'objectif d'une caméra vidéo a été dirigé en perspective vers le croisement des canaux d'une partie de la puce. La [Figure 6.3](#) montre des vues en perspectives de deux gouttelettes d'eau de $\sim 25 \mu\text{m}$ de diamètre. A $t=0$, la goutte de gauche est piégée dans le filet magnétique de guidage, et celle de droite est entrain de descendre dans le filet magnétique.

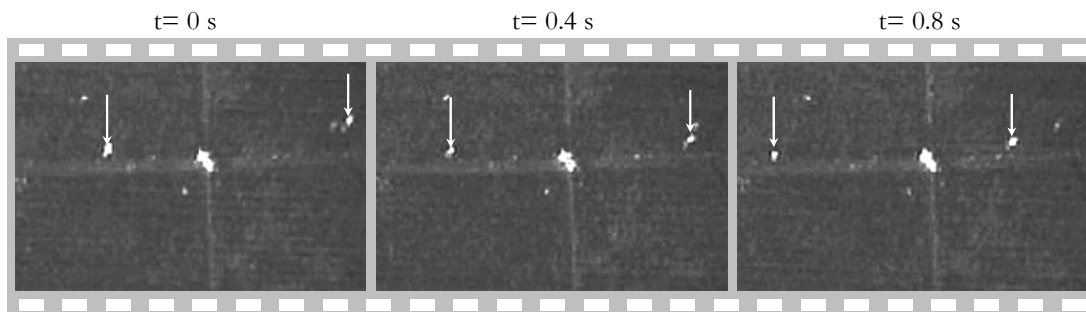


Figure 6.3 Déplacement et canalisation en lévitation sur puce, de deux gouttelettes de $\sim 25 \mu\text{m}$ d'eau pure le long d'un gap d'une largeur de $\sim 32 \mu\text{m}$.

A $t=0.4 \text{ s}$, la goutte de droite est piégée et canalisée, et est en déplacement en lévitation avec celle de gauche le long du canal de guidage magnétique situé entre les micro-aimants. A $t=0.8 \text{ s}$, les deux gouttes se déplacent d'avantage le long du canal de guidage. Le film enregistré révèle que sur l'axe vertical, les gouttes manifestent un certain amortissement de leur vitesse de chute à l'approche des micro-aimants. Il s'agit d'une force diamagnétique qui devient très rapidement forte par rapport au poids dans les dernières dizaines de micromètres séparant les gouttelettes de la surface des aimants (la même

réaction que celle simulée théoriquement au chapitre 3, dans le cas de l'étude dynamique du micropositionnement de billes de Bismuth en chute libre au-dessus d'une matrice de micro-aimants). De ce fait, les gouttelettes sont piégées en lévitation par le filet magnétique de même qu'un équilibriste tombe et rebondit sur le filet de sécurité du cirque avant de se stabiliser sur celui-ci. Sur l'axe parallèle à la largeur des gaps, le comportement des gouttelettes est le même. La force diamagnétophorétique le long de cet axe s'oppose à l'inertie des gouttelettes, et finit par les immobiliser au centre du gap entre les micro-aimants. Le long du canal, et en absence d'autres forces créées par la structure sur cet axe, les gouttelettes continuent théoriquement leurs parcours d'une façon normale suivant cette direction sans aucun amortissement supplémentaire que celui causé par le frottement avec l'air. Ainsi, le déplacement des gouttelettes le long des « canaux » est magnétiquement libre et ne dépend que de l'inertie des microgouttelettes ou des perturbations de l'air ambiant. Ainsi, la présence d'autres forces, mêmes faibles, le long des gaps, peut engendrer facilement un déplacement des gouttelettes, le long du canal. Il s'agit de forces dues par exemple aux éventuels flux d'air parasites en absence de confinement de la puce, ou au à la gravité (substrat non parfaitement horizontal). Le canal se transforme alors en gouttière qui guide les gouttelettes dans leur déplacement.

Par ailleurs, afin d'étudier l'effet d'une modification du champ magnétique généré par les micro-aimants de la puce, sur les performances en général et la hauteur de la lévitation en particulier, un aimant externe macrométrique a été collé au-dessous du substrat de la puce. Il a été placé de telle façon que son aimantation soit à travers le plan et dans la même sens que celle des micro-aimants, comme indiqué sur la [Figure 6.4](#).

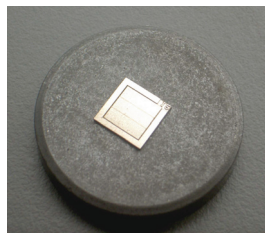


Figure 6.4 Aperçu d'une puce placée au-dessus d'un aimant permanent.

L'aimant externe utilisé est d'un diamètre de ~ 3.5 cm et d'une épaisseur de 5 mm, avec une aimantation est de ~ 1 T. La [Figure 6.5](#) montre que les gouttelettes sous l'effet de l'aimant externe ont globalement le même comportement que précédemment. En revanche, la hauteur de lévitation dans cette configuration est nettement plus basse par

rapport à la configuration sans aimant externe (Figure 6.3). Ces résultats confirment les calculs théoriques présentés dans le chapitre 3.

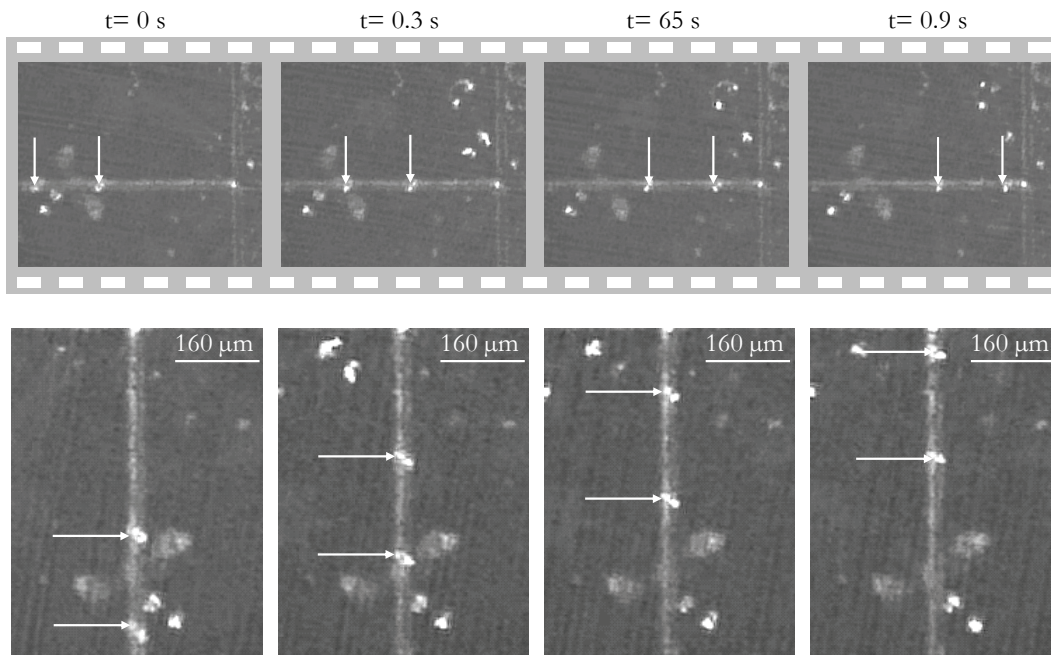


Figure 6.5 Déplacement et canalisation en lévitation, de deux gouttelettes de $\sim 25 \mu\text{m}$ d'eau désionisée le long d'un gap d'une largeur de $\sim 32 \mu\text{m}$, sur une puce couplée avec un aimant externe.

La possibilité de la mise en œuvre d'une microfluidique digitale sans contact intégrée sur puce avec des gouttelettes ayant un volume de l'ordre du nano litres et donc établi. Cela présente de multiples avantages pour une manipulation de petits d'échantillons. De plus, comme les gouttelettes ne sont en contact physique direct avec aucun support, on réduit significativement les risques de contamination du milieu en lévitation.

6.1.3.1 Microfluidique digitale à l'échelle millimétrique

Nous allons maintenant présenter les résultats du prototype millimétrique conçu par la technique d'électroérosion avec une configuration matricielle d'aimants parallélépipédiques (cf. chapitre 5). Les expériences ont été effectuées de la même manière. Cependant, contrairement au spray, la buse piézoélectrique a été placée orthogonalement à la surface de la puce à quelques centimètres au-dessus la structure afin de permettre un ralentissement suffisant des gouttes par frottement avec l'air (gouttes atteignant leur vitesse limite). Les gouttelettes utilisées dans ces expériences sont issues de divers liquides purs ou de mélanges, tels que : l'éthanol, différentes nuances d'huiles, huiles, un mélange de 15 %

glycérol et 85 % d'eau (Tableau 6.1). Les gouttelettes éjectées par la buse sont d'une taille plus uniforme que celles de la technique de spray. Il est même possible de choisir avec une précision de quelques dizaines de micromètres la position d'arrivée des gouttelettes au-dessus des rainures du dispositif.

Etant donné que les expériences se déroulent dans un espace non confiné, la présence des flux d'air provoque la déviation des gouttelettes par rapport à la direction souhaitée. Ainsi, les gouttelettes se posent souvent à l'extérieur des rainures et demeurent à la surface des aimants. Néanmoins, sur la quantité des gouttelettes générées, quelques gouttelettes rebondissent à la surface des aimants, ou se déposent directement vers les rainures. Ainsi, les gouttelettes qui arrivent à rejoindre les rainures sont piégées en lévitation. Elles se font ensuite canaliser magnétiquement le long de la rainure. Enfin la capture des gouttelettes réalisée, celles-ci se déplacent le long du canal de guidage en lévitation, soit par des perturbations de l'air, soit grâce à leur inertie (Figure 6.6). Les gouttelettes glissant le long des rainures entre les aimants peuvent ensuite atteindre un croisement entre deux rainures. Seul un film dynamique permet de bien rendre compte de ce qui se passe aux croisements des rainures. En fonction de la taille de la gouttelette, de la forme et la taille de la zone de croisement des rainures, différents comportements ont été observés. Nous essayons d'expliquer ces comportements à partir de quelques images.

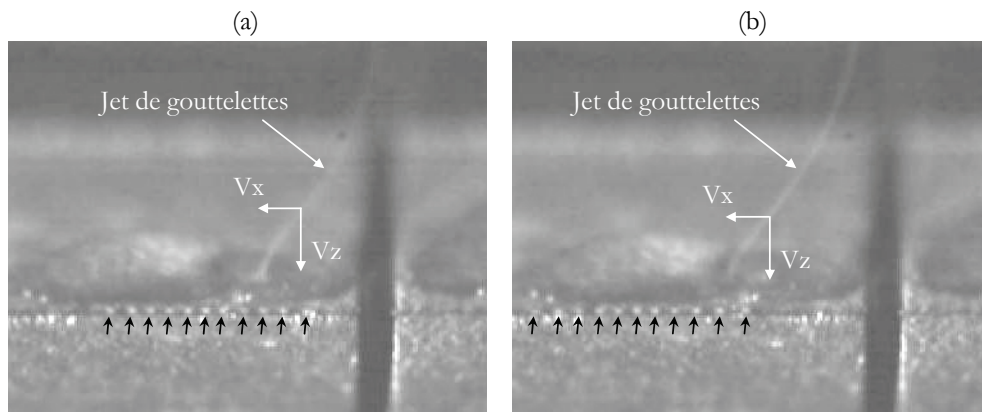


Figure 6.6 (a) Aperçu de gouttelettes en lévitation dans la rainure et de la forme instable du jet de gouttelettes arrivantes, qui montre que les gouttelettes du jet arrivantes possèdent une composante de vitesse non nulle le long de cette rainure, (b) déplacement en lévitation des gouttelettes le long du canal suivant le sens de la vitesse V_x .

Dans un premier cas, les gouttelettes aux croisements des rainures parviennent à basculer d'un axe de lévitation à un autre dans le plan horizontal (Figure 6.7). A l'inverse, dans un autre cas, les gouttelettes tombent au niveau du croisement des rainures. La

l'évitation dans ce dernier cas est rompue (Figure 6.8). Un bon dimensionnement de la structure doit permettre de privilégier, soit le changement de la direction en lévitation des gouttes dans le plan de la puce, soit la récupération des gouttes canalisées sur la surface de la puce.

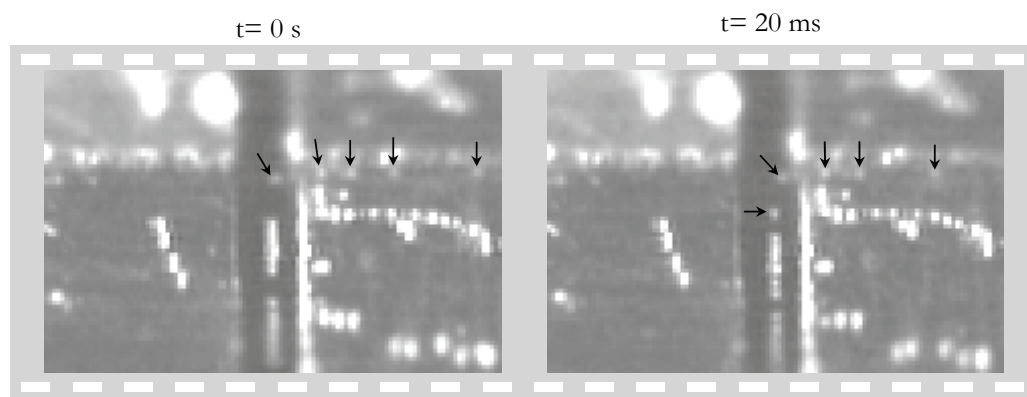


Figure 6.7 Gouttelettes en lévitation parvenant à basculer d'un axe de lévitation à un autre.

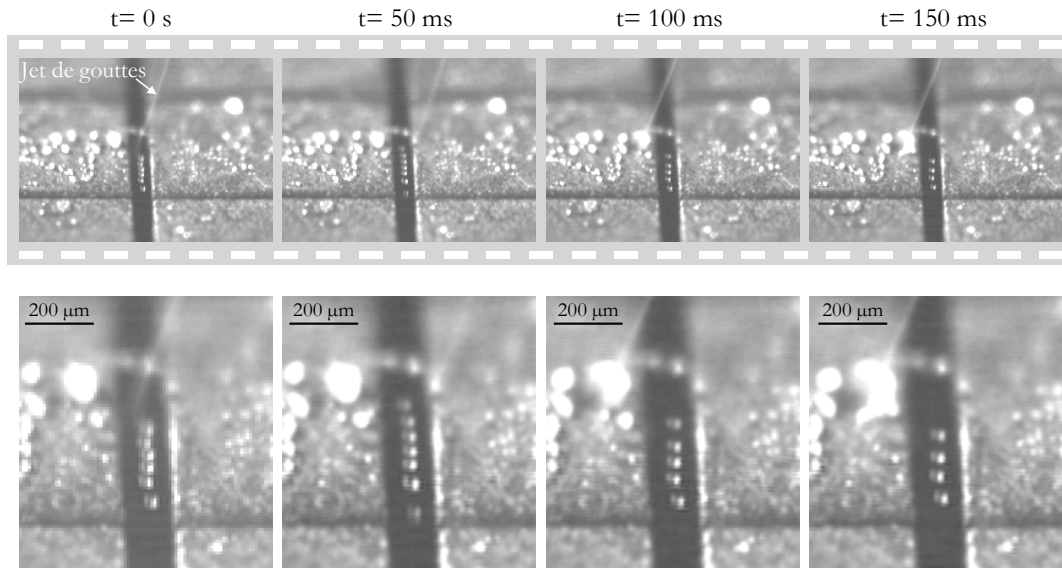


Figure 6.8 Gouttelettes qui lévitent le long d'une rainure et qui tombent au niveau du croisement.

Etant donné que les rainures obtenues par la technique de l'électroérosion (cf. chapitre 5) ont été plus larges que prévu, les gouttelettes lévitent moins bien aux croisements des rainures. En effet, les croisements ont la particularité d'être la zone de la

structure dans laquelle se trouvent moins d'aimants et davantage de vide, et de ce fait moins de force magnétique de sustentation. C'est pourquoi au cours de nos travaux Christian Jeandey, a testé une solution qui consistait à superposer aux aimants, de fines feuilles ferromagnétiques ayant les mêmes formes que ces derniers. Cette solution a donné de bons résultats : les gouttelettes traversent mieux les croisement des rainures et repartent sur un nouvel axe de lévitation. Cette technique se révèle aussi intéressante et pourra être transposée à l'échelle micrométrique. Elle pourrait être envisagée pour la réalisation de microstructures d'aimants intégrés sur lesquels une couche mince d'un matériau ferromagnétique serait déposée pour pouvoir manipuler des substances ayant des constantes de sustentation encore plus grande (corps moins susceptibles et/ou moins denses) comme c'est le cas pour l'éthanol (Tableau 6.1), que nous avons réussi à le faire léviter par cette méthode (Figure 6.9). En effet la présence de couches de fer permet si sont bien dimensionnées, une canalisation favorable du champ magnétique et donc l'augmentation locale des gradients et donc des forces obtenues.

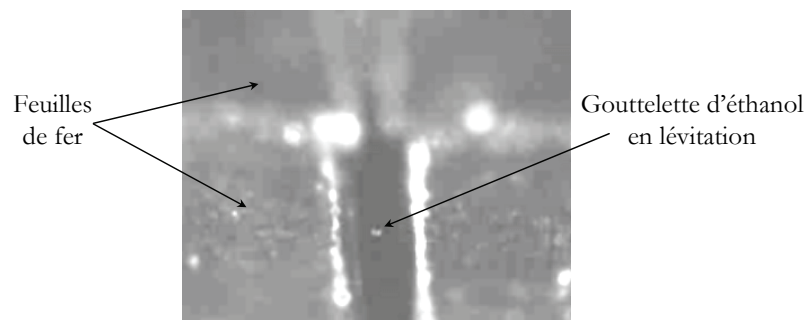


Figure 6.9 Lévitation d'une gouttelette d'éthanol le long d'un canal construit par des feuilles ferromagnétiques au-dessus des aimants de la structure millimétrique.

6.1.3.2 Hauteur de la lévitation des gouttelettes

La détermination de la hauteur effective de lévitation des gouttelettes est une manière efficace pour tester la fiabilité des calculs théoriques. Ainsi, des travaux ont été menés pour mesurer la hauteur de la lévitation des gouttelettes au-dessus des rainures. Dans cette perspective, et afin de pouvoir mesurer cette hauteur de lévitation, la plaquette a été filmée de profil pour pouvoir déterminer d'une façon plus précise la position verticale d'une gouttelette en lévitation. L'angle de vue pour la prise des vidéos a été ajusté conformément à la Figure 6.10 (a). Ensuite, l'objectif de la caméra a été placé d'une manière presque orthogonale à l'épaisseur de la plaquette en focalisant sur une seule

rainure, comme cela est indiqué sur la [Figure 6.10 \(b\)](#). La génération des gouttelettes par la buse piézoélectrique a permis plusieurs enregistrements de films de lévitation de gouttelettes, et ceci dans plusieurs rainures de la plaquette. D'après la [Figure 6.10 \(c\)](#), les gouttelettes lèvent presque au niveau des sommets des aimants de la plaquette. Ces résultats sont très conformes aux calculs théoriques établis pour cette structure millimétrique obtenue par la technique de l'électroérosion.

La comparaison d'hauteur de lévitation de gouttelettes au-dessus des aimants de la plaquette millimétrique et les micro-aimants de la puce, révèle que les gouttelettes dans la microstructure lèvent nettement au-dessus des aimants ([Figure 6.3](#)). Cette hauteur de lévitation, est nettement plus élevée par rapport à celle des gouttelettes de la plaquette millimétrique, qu'elles lèvent au niveau que la surface des aimants ([Figure 6.10](#)).

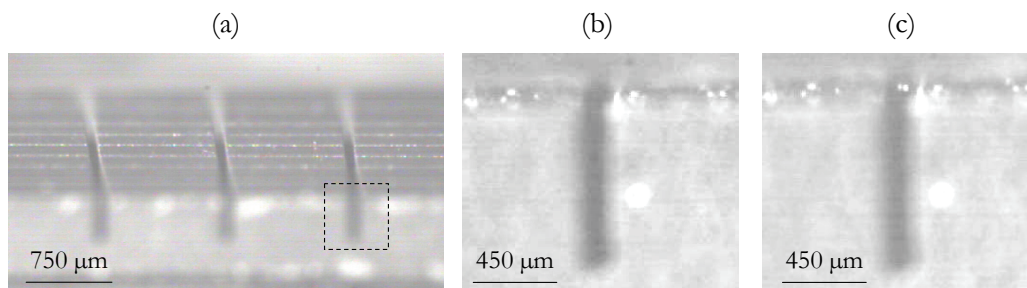


Figure 6.10 (a) Aperçus de l'emplacement de la prise de l'image, (b) rainure sans la présence de la gouttelette, (c) la rainure avec la présence de la gouttelette.

D'un point de vue physique, cette différence est tout à fait logique et attendue. En effet, la force massique verticale appliquée sur les gouttelettes à l'échelle millimétrique, est proportionnellement plus faible par rapport à celle subite par les gouttelettes dans les microstructures. Ainsi la hauteur de lévitation est naturellement relativement plus basse lorsque les dimensions augmentent. S'il on dépasse une certaine dimension, plus rien se lève. Le prototype millimétrique qu'est juste à la limite avec une lévitation au niveau de la surface des aimants. Le dispositif micrométrique fournit des forces de lévitation massiques nettement plus élevées. La lévitation se fait alors bien au-dessus des canaux. L'ensemble des expériences réalisées à l'échelle micrométrique comme à l'échelle millimétrique, montrent que les gouttelettes qui lèvent gardent un aspect sphérique. En effet, les tensions superficielles tendent à minimiser la surface externe de la gouttelette en lui imposant un aspect sphérique. Ce constat est un autre élément de cohérence entre la réalité expérimentale et les calculs réalisés en supposant que les gouttelettes sont parfaitement rigides, et ayant une géométrie parfaitement sphérique.

6.1.4 Microfluidique digitale dans des pièges magnétiques ponctuels

Les expériences de cette partie portent sur le prototype cylindrique millimétrique (Figure 6.11) produisant un piège magnétique ponctuel (cf. chapitre 5). Elles visent la réalisation de fusions et de mélanges dans le trou que comporte le dispositif. La nature ponctuelle du piège magnétique permet aux gouttelettes qui parviennent à tomber dans le trou de la structure, d'être confinées en lévitation vers le centre du trou. Le piège produit par cette structure millimétrique, est en fait un bol magnétique virtuel, situé horizontalement autour du centre du trou, et verticalement à l'interface aimants/fer de la structure. De ce fait, si plusieurs gouttes sont dispensées dans des endroits différents du trou, ou de ce bol magnétique, elles convergent systématiquement toutes vers son centre. Les gouttes en essayant toutes de rejoindre le même point spatial, fusionnent entre-elles et forment ainsi une goutte plus grande au centre du trou (Figure 6.12).

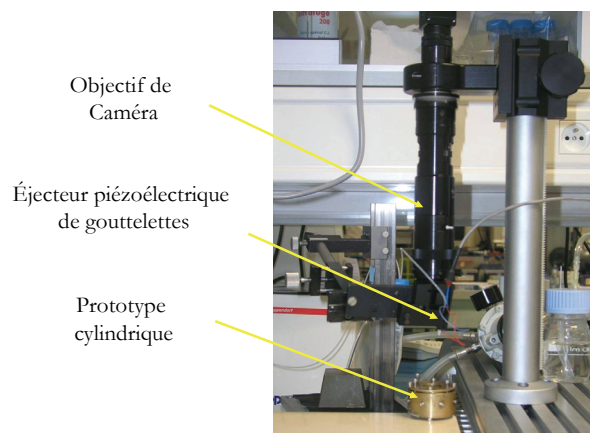


Figure 6.11 Banc expérimental correspondant aux expériences menées sur le prototype cylindrique dans les locaux du Laboratoire Biopuces.

L'alimentation de temps en temps de la gouttelette résultante au centre du piège magnétique est un moyen efficace pour préserver son volume contre l'évaporation. Une alimentation plus rapide et constante de la gouttelette provoque dans un premier temps l'accroissement de la taille de la goutte résultante et son poids avec aussi (Figure 6.12). Cela rend la lévitation de la gouttelette de plus en plus vulnérable à la rupture du filet magnétique par poids ou par les perturbations. L'atteinte d'un certain seuil critique provoquera la chute de la gouttelette. Ce phénomène pourrait être très intéressant en l'exploitant pour récupérer les produits résultant après leur mélange (e.g. sel, cristaux de protéines) de l'autre côté de la structure. Il est tout à fait envisageable par exemple d'alimenter la gouttelette résultante de la réaction avec un autre liquide neutre pour

l'alourdir et provoquer ainsi sa chute. Les calculs montrent également que l'évaporation progressive de la gouttelette peut aussi provoquer sa chute. De la même manière, on peut imaginer la récupération du résultat de la réaction en laissant la goutte s'évaporer un peu ce qui provoquera sa chute. Divers liquides ont été testés : eau, éthanol, huile, décane et un mélange constitué de 15% de glycérol et de 85% d'eau (masse/masse). Nous montrons à titre d'exemple sur la [Figure 6.13](#), une gouttelette d'huile en lévitation entourée par une enveloppe d'eau. Elle était en effet obtenue d'une première goutte de huile qui a été mise en lévitation au centre du trou, et puis alimentée avec d'autres gouttes issues d'un spray d'eau. Ce processus d'alimentation continu a provoqué une augmentation de $\sim 50\%$ de la taille de la goutte, soit une augmentation de $\sim 250\%$ de son volume ([Figure 6.13](#)).

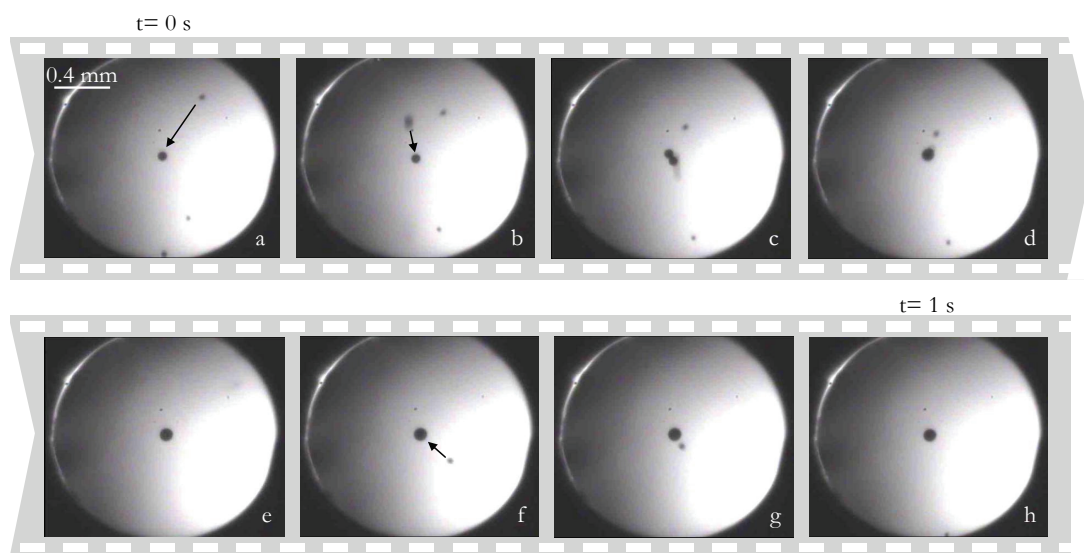


Figure 6.12 Vue de dessus du trou de la structure, (a, b, c, d, f, g) convergence des gouttelettes d'huile vers le centre du trou, (e, h) fusion des gouttes et la formation d'une goutte plus grosse de $\sim 100\ \mu\text{m}$ de diamètre.

La possibilité de réalisation de tels mélanges n'est pas limitée exclusivement aux liquides. Il est aussi envisageable d'introduire des corps (poudres, pollen) à l'intérieur des gouttelettes en lévitation, ayant des constantes de sustentation adéquates. Cela pourrait se faire par l'injection de petites billes à l'intérieur des gouttelettes, ou simplement en les alimentant avec d'autres gouttes comportant des substances solides. Dans nos expériences, la technique de spray a été utilisée pour éjecter des gouttelettes constituées de billes de latex fluorescentes en suspension dans l'eau pure. Les billes de latex sont diamagnétiques avec une susceptibilité de -8.21×10^{-6} , un diamètre de $1.1\ \mu\text{m}$ et une densité de $1.05\ \text{g}/\text{cm}^3$. Les

gouttes fusionnent avec une gouttelette initiale en lévitation au centre du trou issue d'un spray d'eau pure et donnent naissance à une gouttelette plus grande. Les images de la [Figure 6.14](#), ont été prises à l'aide d'un microscope optique (Olympus BX51) en mode fluorescence. Elles montrent deux gouttelettes de $\sim 100 \mu\text{m}$ de diamètre en lévitation au centre du trou. Cette démonstration de faisabilité de capturer des corps hétérogènes dans des gouttes en lévitation, ouvre la voie à la réalisation de véritables réacteurs biochimiques en lévitation. A l'instar des gouttelettes lévitant dans les pièges magnétiques linéaires, celles lévitant dans les pièges magnétiques ponctuels possèdent également un aspect parfaitement sphérique. Cela confirme bien que l'effet de la non-uniformité des forces diamagnétophorétiques dans le volume de la gouttelette reste faible au regard de la tension superficielle.

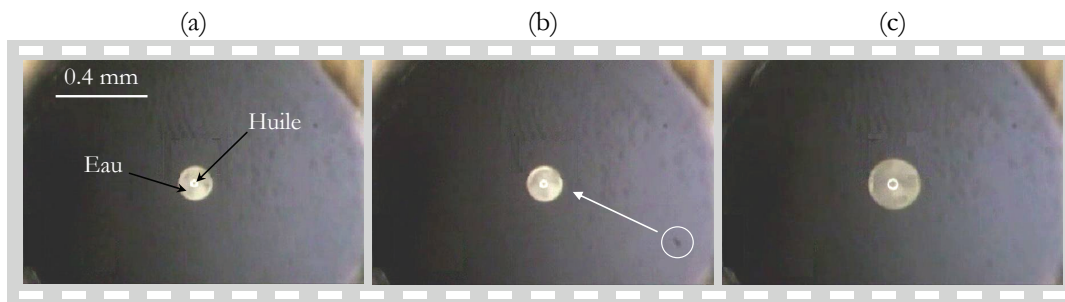


Figure 6.13 (a) Gouttelette d'huile de $\sim 145 \mu\text{m}$ au centre du trou entourée par une enveloppe d'eau, (b) les gouttelettes venant du spray d'eau, (c) l'accroissement de la taille de la gouttelette jusqu'à $\sim 220 \mu\text{m}$.

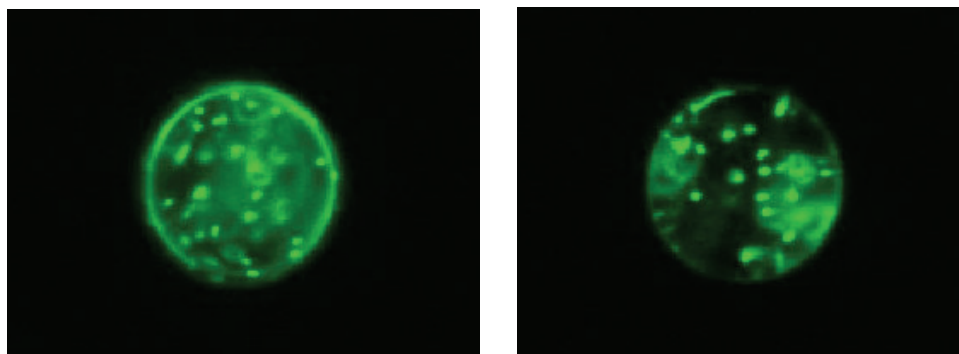


Figure 6.14 Deux gouttelettes de $\sim 100 \mu\text{m}$ d'eau comportant des billes de latex fluorescentes en lévitation dans l'air.

6.2 Manipulation de cellules dans un milieu paramagnétique

Les cellules sont des entités biologiques vivantes, et requièrent pour leur viabilité un milieu de culture biocompatible. A l'instar du corps humain, les cellules sont aussi constituées majoritairement d'eau, ce qui leur confère un caractère le plus souvent diamagnétique [67]. Il ressort de l'état de l'art, que les études menées pour caractériser la susceptibilité magnétique des cellules sont peu nombreuses, et celles existantes sont quelques fois contradictoires [65], [67]. Les globules rouges sont les cellules communément utilisées dans le domaine de la manipulation magnétique [64], [65], [66]. A l'état oxygéné, ces cellules sont diamagnétiques avec une susceptibilité volumique de -3.1×10^{-6} . Cependant, elles deviennent paramagnétiques à l'état désoxygéné avec une susceptibilité volumique de 3.88×10^{-6} [65]. Le plasma est diamagnétique avec une susceptibilité magnétique de -7.7×10^{-6} [65], [67]. Le contraste de la susceptibilité magnétique entre le plasma et le cytoplasme est de 0.2×10^{-6} [68]. Les expériences menées dans la référence [67], indiquent que les cellules sont en général plus diamagnétiques que le plasma. Les cellules, indépendamment de leurs exactes natures magnétiques (diamagnétique, amagnétique ou paramagnétique), sont surtout des corps faiblement susceptibles, présents dans des milieux de culture aussi faiblement susceptibles. Les contrastes de susceptibilité entre les cellules et leurs milieux sont ainsi faibles. De plus, ces milieux sont cinquante fois plus visqueux que l'air. Cela rend la manipulation magnétique des cellules si la susceptibilité du milieu cellulaire n'est pas ajustée d'une manière adéquate, susceptible d'être sensiblement moins efficace à celle observée dans l'air. Face à cette donnée, nous avons opté pour la manipulation des cellules dans des milieux paramagnétiques, afin d'augmenter le contraste de susceptibilité magnétique et les forces diamagnétophorétiques avec. Nous décrivons ci-après la manière avec laquelle le milieu paramagnétique a été obtenu.

6.2.1 Configuration d'un milieu cellulaire paramagnétique

Deux types de cellules ont été utilisés dans nos expériences. Il s'agit pour le premier type, de cellules RPE1¹, issues de la rétine humaine, ayant une taille moyenne entre 10 μm et 15 μm . Le deuxième type de cellules sont des S2 de Drosophile, d'une taille de 8 μm – 10 μm . La préparation de milieux de culture cellulaire paramagnétiques passe le plus souvent à travers l'introduction de substances paramagnétiques en faibles quantités aux milieux

1. RPE1 : Retinal Pigment Epithelial.

originaux. Cependant, l'introduction de substances paramagnétiques au milieu cellulaire se heurte le plus souvent à des contraintes de biocompatibilité. Les milieux cellulaires doivent en effet respecter rigoureusement plusieurs paramètres vitaux pour la viabilité des cellules tels que : l'osmolarité, le niveau du pH, la température, l'absence d'agents toxiques et également les taux d'O₂ et du CO₂. Les milieux paramagnétiques utilisés dans nos expériences ont été obtenus par l'ajout d'une molécule paramagnétique complexe connue sous le nom de Gd-DOTA². Cette molécule est présente sous une forme diluée dans divers produits pharmaceutiques. Elle est présente souvent dans les produits utilisés dans le domaine de l'imagerie médicale IRM³ tel que le DOTAREM®. Etant donné que le DOTAREM est un agent de contraste communément injecté dans le corps humain, cela nous laisse supposer qu'il est peu nocif pour les cellules. Afin d'avoir quelques éléments de réponse, une culture de cellules RPE1 a été réalisée pendant une durée de 72 h dans un milieu comportant du DOTAREM [55]. Bien que cette expérience ne pourrait être tout à fait concluante sur le caractère biocompatible de cette solution, elle nous permet au moins d'avoir une idée générale sur la viabilité et la prolifération des cellules. Des tests de viabilité des cellules ont été réalisés en comparant deux milieux de culture cellulaire. Le premier milieu cellulaire est paramagnétique. Il contient un volume de DOTAREM, un volume de culture cellulaire et autre volume de PBS⁴. Ainsi, le volume du DOTAREM pur constitue 33 % de celui du milieu paramagnétique final. Le second milieu est un milieu de culture standard de référence. Les deux milieux de culture ont été placés dans une étuve à 37°C et une hygrométrie suffisante. Les résultats de cette expérience (Figure 6.15), montrent que les cellules se trouvant dans le milieu paramagnétique ont proliféré d'une manière normale. De plus, aucune mortalité apparente n'a été enregistrée par rapport à la culture de référence. On peut néanmoins noter que les cellules RPE1 en présence de DOTAREM ont absorbé des vésicules de grandes tailles contenant probablement du milieu (Figure 6.15 (b)). Le processus d'intégration de ces vésicules est mal connu jusqu'à présent. Au cours de nos expériences, le temps d'exposition des cellules au DOTAREM dilué est limité à 1 ou 2 heures, ce qui réduit la portée de ce phénomène.

2. Gd-DOTA : gadolinium- tetraazacyclododecanetetraacetic acid.

3. IRM : Imagerie par Résonance Magnétique.

4. PBS : Phosphate Buffered Saline.

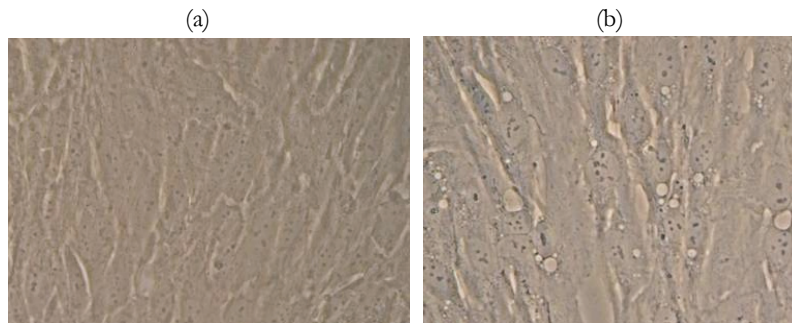


Figure 6.15 (a) culture de référence de cellules RPE1, (b) culture de cellules RPE1 après 72 h en présence de DOTAREM. Les cellules ont proliféré, mais aussi absorbé des vésicules (aspect de « gouttes » claires).

La caractérisation magnétique du DOTAREM est nécessaire pour déterminer la concentration nécessaire à l'obtention d'un milieu paramagnétique adéquat pour nos expériences. C'est la raison pour laquelle nous avons réalisé des mesures de susceptibilités magnétiques au CEA de Grenoble. Les mesures ont été réalisées à l'aide d'un SQUID⁵, sous la direction de Jean-François Jacquot. Les mesures effectuées sur le DOTAREM pur, nous ont révélé une susceptibilité magnétique volumique assez forte de ce produit : $\chi = 1.4 \times 10^{-4}$, sachant que sa masse molaire est de 18015 g/mole. La susceptibilité magnétique volumique du milieu cellulaire paramagnétique composé d'un volume de DOTAREM, pour un volume de culture cellulaire et un volume de PBS, se calcul alors par la formule de Weidmann :

$$\chi_S = \frac{m_1}{m_1 + m_0} \chi_1 + \frac{m_0}{m_1 + m_0} \chi_0 \quad (6.1)$$

χ_S = susceptibilité massique du milieu paramagnétique obtenu
 χ_1 = susceptibilité massique du DOTAREM
 Avec : χ_0 = susceptibilité magnétique du milieu cellulaire d'origine
 m_1 = masse du DOTAREME dans la solution finale
 m_0 = masse des cellules et du milieu de culture

Sachant que la susceptibilité magnétique massique est donnée par :

5. SQUID : Superconducting QUantum Interference Device.

$$\chi_g = \frac{\chi_m}{MW} = \frac{\chi_v}{\rho} \quad (6. 2)$$

	χ_g	=	susceptibilité magnétique massique (m^3/kg)
	χ_v	=	susceptibilité magnétique volumique (sans unité)
Avec	χ_m	=	susceptibilité magnétique molaire (m^3/mole)
	ρ	=	densité volumique (kg/m^3)
	MW	=	masse molaire (kg/m^3)

Cette susceptibilité résultante pourrait être estimée également en faisant quelques simplifications. En assimilant la susceptibilité magnétique volumique du PBS (-8.95×10^{-6}) et sa densité volumique ($\sim 1 \text{ g}/\text{cm}^3$) à celles de l'eau pure. On peut aussi assimiler la susceptibilité magnétique du milieu cellulaire d'origine et sa densité à celles de l'eau pure. Enfin, nous assimilant la densité du DOTAREM ($1.14 \text{ g}/\text{cm}^3$), par celle de l'eau pure. De par ces simplifications, nous pouvons estimer l'évolution de la susceptibilité magnétique volumique du milieu paramagnétique en fonction de la proportion de DOTAREM (Figure 6.16). D'après cette courbe, la susceptibilité du milieu converge vers celle de l'eau lorsque les concentrations de DOTAREM sont très faibles. A l'inverse, aux fortes concentrations de DOTAREM, la susceptibilité du milieu converge vers celle de ce dernier.

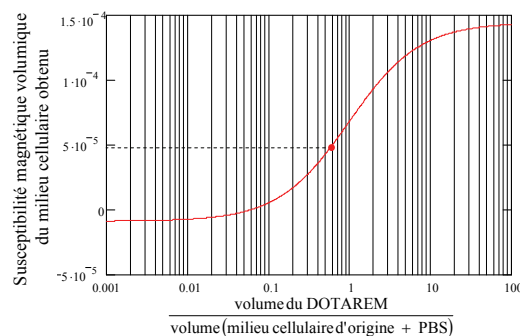


Figure 6.16 Evolution de la susceptibilité magnétique volumique du milieu final en fonction de la proportion volumique du DOTAREM.

6.2.2 Protocole expérimental

Les cellules RPE1 et S2 de Drosophile ont été cultivées respectivement par Manuel Théry (Biopuces/CEA de Grenoble), et par Elodie Angel (LTS/CEA de Grenoble). Quant

aux expériences, nous les avons effectuées dans les locaux du Laboratoire Biopuces. Ces expériences ont portées sur des puces comportant des aimants NdFeB de 1.2 T, issues de la technique de pulvérisation. Afin de tester nos puces, quelques aménagements ont été nécessaires. Il s'agit essentiellement de confiner le milieu de culture et la puce avec à l'intérieur d'un conteneur transparent et étanche (Figure 6.17). Notons ici que les puces utilisées dans ces expériences comportent des micro-aimants recouverts d'une couche de Tantale. Il s'agit d'un matériau inoxydable et également biocompatible. La phase d'encapsulation de la puce est nécessaire pour minimiser les mouvements fluidiques qui pourraient perturber le bon déroulement des expériences. Ainsi, les puces ont été mises à l'intérieur d'une petite chambre construite entre deux lamelles : une utilisée comme support, tandis que l'autre servait à capoter le container. Une ouverture a été réalisée dans un joint en caoutchouc d'une épaisseur de ~ 1.5 mm, d'une taille supérieure à la dimension de la puce. Cette ouverture servira après pour accueillir la puce ainsi que le milieu cellulaire paramagnétique. Les étapes de l'encapsulation de la puce sont illustrées sur la Figure 6.17.

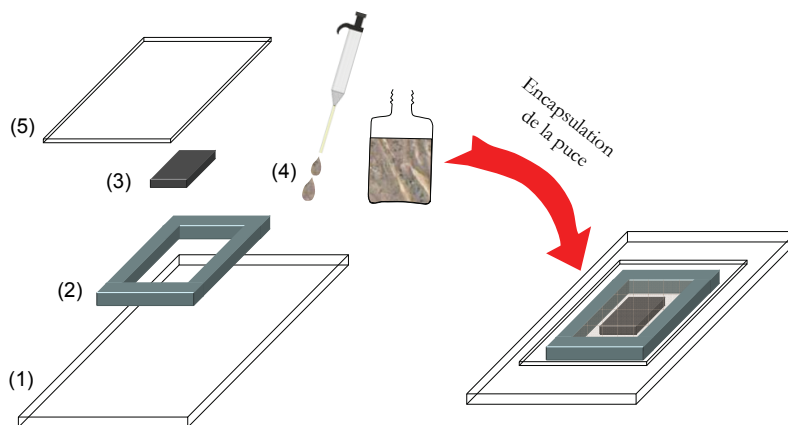
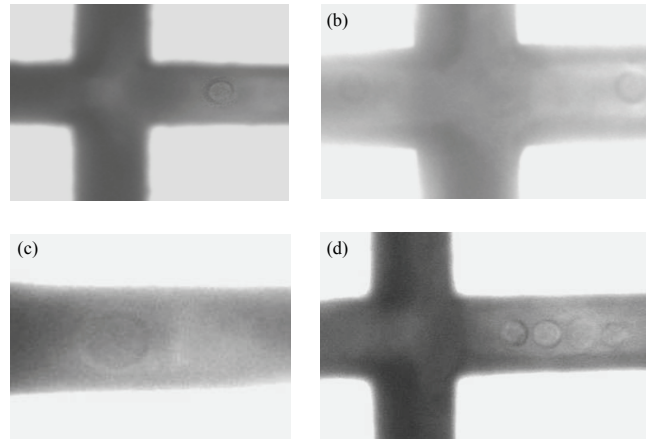


Figure 6.17 Etapes de l'encapsulation du milieu cellulaire paramagnétique et la puce, (1) une lamelle de verre utilisée comme support, (2) ouverture a été taillée dans un morceau de caoutchouc collé sur la lamelle servant de support, (3) puce placée au centre du container, (4) versement du milieu paramagnétique comportant des cellules dans le conteneur, (5) lamelle fine est placée pour capoter le container.

Le milieu paramagnétique comporte la même proportion de DOTAREM utilisé lors de l'étude précédente. Cela qui correspond à une susceptibilité magnétique volumique de $\sim 4.2 \times 10^{-5}$ (Figure 6.16). Les propriétés géométriques et magnétiques de ces micro-aimants constituant la puce utilisée sont affichées sur le Tableau 6.2. Les résultats obtenus indiquent que les cellules qui sédimentent au-dessus du canal sont bien confinées dans le piège magnétique linéaire (Figure 6.18).

Longueur	largeur	épaisseur	rémanence	gap
1470 μm	500 μm	30 μm	1.2 T	32 μm

Tableau 6.2 Propriétés géométrique et magnétique des micro-aimants.

Figure 6.18 (a-b) Cellules S2 de *Drosophile* piégées sans contact le long du canal entre les aimants, (c-d) le cas de cellules RPE1 humaines.

Le confinement a été réalisé sans que les cellules viennent toucher ou se coller aux parois. Le contraste de densité très faible entre les cellules et leur milieu de suspension, implique que celles-ci peuvent léviter rien qu'avec la force d'Archimède appliquée sur elles. Les forces diamagnétophorétiques sont cependant les seules responsables de l'auto-centrage des cellules dans le canal. C'est la raison pour laquelle le terme « lévitation diamagnétique » n'est plus adéquat à ce type d'expériences et d'où sa substitution par le terme de confinement sans contact.

Par ailleurs, un phénomène secondaire est observable aux croisements des rainures. On aurait pu s'attendre que les cellules parviennent à atteindre le centre des croisements pour s'y positionner stablement comme pour les billes de bismuth en lévitation du chapitre 3. La plupart d'entre elles viennent cependant se positionner aux extrémités des micro-aimants, sans qu'elles traversent les croisements (Figure 6.18). Il s'agit très probablement d'un effet dû à la géométrie des micro-aimants utilisés. En effet, la géométrie en croix des croisements avec des angles vifs pour les micro-aimants, provoque une augmentation locale des forces magnétique par l'augmentation des gradients (effet de pointe). Cet effet empêche les cellules d'atteindre le centre des croisements des rainures. Néanmoins, quelques cellules restent positionnées le long du canal en manifestant quelquefois une certaine oscillation et/ou mobilité très réduite.

6.3 Manipulation des billes magnétiques

D'autres expériences ont été conduites avec des billes solides afin de tester les seules performances du confinement magnétique sans des contraintes de biocompatibilité. Les micro et nano-billes existent en divers natures magnétiques : diamagnétique, amagnétique ou paramagnétique. La possibilité de les greffer sur d'autres corps et en particulier les cellules, est très intéressante dans le domaine des biotechnologies.

De la même manière que les cellules, deux types de billes ont été testés dans un milieu liquide paramagnétique : billes de polystyrène latex et billes de verre. Quant au milieu, il a été réalisé avec une dilution de $\text{MnCl}_2 \cdot 4\text{H}_2\text{O}$ dans l'eau pure [65]. La susceptibilité magnétique molaire du $\text{MnCl}_2 \cdot 4\text{H}_2\text{O}$ est $\chi_m = 1.46 \times 10^{-2} \text{ cm}^3/\text{mole}$, et sa masse molaire est $MW = 197.93 \text{ g/mole}$. Ainsi, la susceptibilité du milieu final peut être simulée en fonction de la concentration du $\text{MnCl}_2 \cdot 4\text{H}_2\text{O}$. La courbe de la Figure 6.19 indique l'évolution de la susceptibilité magnétique du milieu paramagnétique utilisé dans ce volet d'expériences en fonction de la concentration du $\text{MnCl}_2 \cdot 4\text{H}_2\text{O}$.

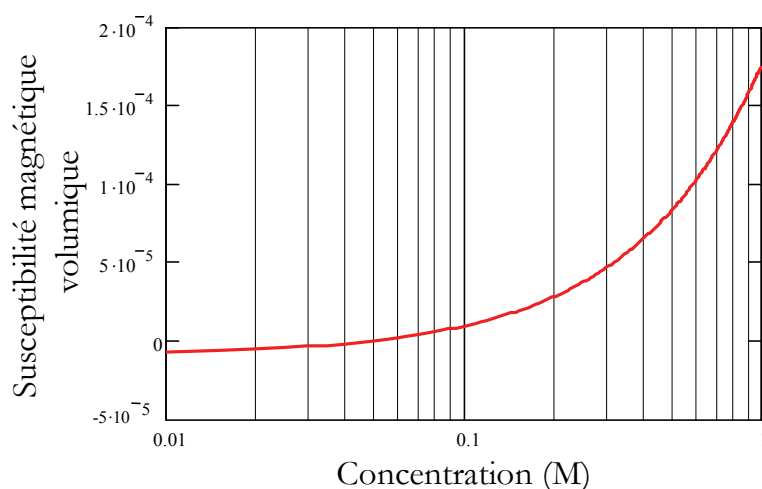


Figure 6.19 Evolution de la susceptibilité magnétique volumique du milieu paramagnétique en fonction de la concentration du $\text{MnCl}_2 \cdot 4\text{H}_2\text{O}$.

6.3.1 Manipulation de billes de latex diamagnétiques

Deux types de dispositifs ont été testés [38], [43] (Figure 6.20). Il s'agit de deux puces issues de la technologie d'électrolyse des aimants (cf. chapitre 5). Les deux puces comportent des micro-aimants CoPt, d'une aimantation de $\sim 0.3 \text{ T}$ et d'une épaisseur de \sim

10 μm . La première comporte une matrice de micro-aimants parallélépipédiques (Figure 6.20 (a)). Le second type de puces est constitué de trous à travers la couche de CoPt (Figure 6.20 (b)). Les puces ont été encapsulées de la même manière affichée sur la Figure 6.17. Les billes de latex ont un diamètre de 3 μm , une susceptibilité magnétique volumique de -8.21×10^{-6} et une densité de 1.05 g/cm^3 . Le milieu paramagnétique a été préparé en diluant du $\text{MnCl}_2 \cdot 4\text{H}_2\text{O}$ à 0.6 M dans l'eau pure. La susceptibilité de ce milieu est de 9.95×10^{-5} mesurée à l'aide du SQUID et conforme à la simulation représentée sur la Figure 6.19.

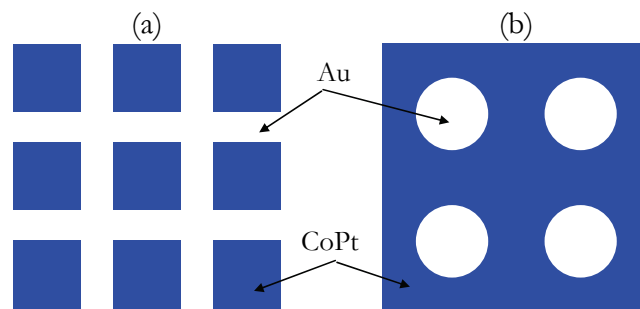


Figure 6.20 Vue de dessus des deux types de puces utilisés, (a) matrice de micro-aimants parallélépipédiques de CoPt, (c) matrice de trous à travers une couche de CoPt.

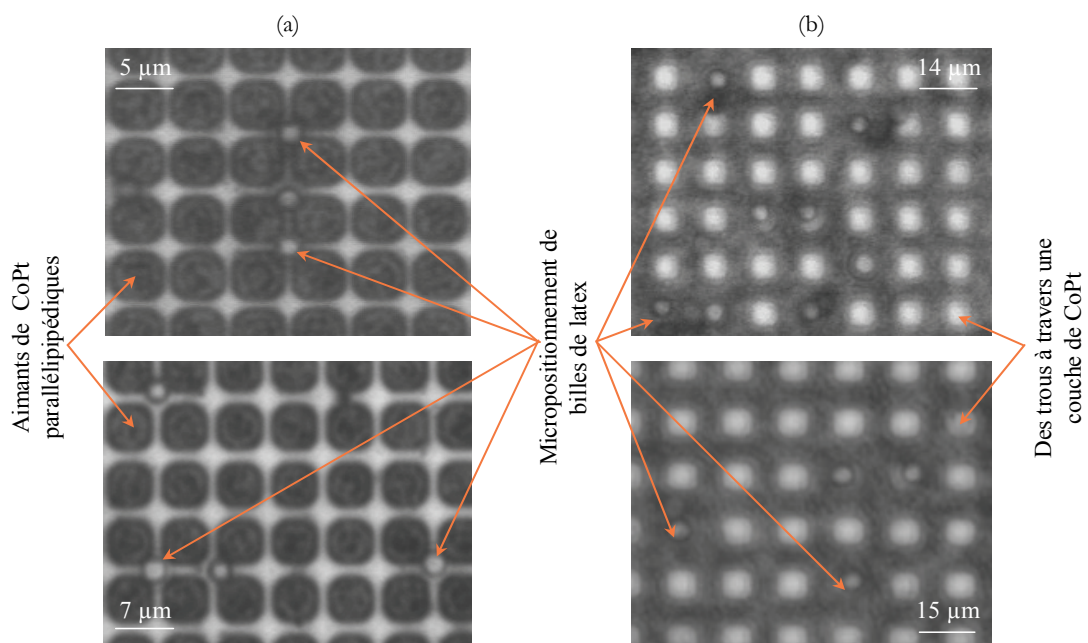


Figure 6.21 Micropositionnement en 2D et sans contact de billes de latex, (a) avec des puces comportant des matrices de micro-aimants parallélépipédiques de CoPt, (b) des puces comportant des trous à travers une couche de CoPt.

Dans le cas de la puce comportant une configuration matricielle de micro-aimants parallélépipédiques, les billes de latex ont été micropositionnées aux dessus croisements des rainures (Figure 6.20 (a)). Dans l'autre type de puces, les billes ont été piégées au-dessus des trous que comporte la structure. Dans les deux types de structures, les billes de latex indépendamment de leur position initiale dans le plan horizontal, ont bien été repoussées sans contact chacune vers le piège magnétique le plus proche (Figure 6.21)

6.3.2 Manipulation de billes de verre légèrement paramagnétiques

Les billes de verre utilisées maintenant ont un diamètre entre 9 μm et 13 μm et une densité de 1.1 g/cm^3 . Leur susceptibilité magnétique a été réalisée à l'aide d'un SQUID. Cette mesure a révélé que ces billes de verre sont très légèrement paramagnétiques : $\chi=2.2\times 10^{-7}$. Les billes ont été plongées dans une dilution composée d'un volume de DOTAREM pour deux volumes d'eau pure. La susceptibilité volumique du milieu est de $\sim 4.2 \times 10^{-5}$. Une expérience de matérialisation des canaux virtuels de guidage magnétique avec les billes de verre a été réalisée, comme cela est illustré sur la Figure 6.22. Le dispositif utilisé dans cette expérience est le prototype comportant une configuration matricielle d'aimants. Il était mis directement dans le milieu paramagnétique contenant une forte concentration de billes de verre. Cette grande concentration est nécessaire pour remplir les canaux de guidage magnétique et les rendent ainsi visibles (Figure 6.22 (a)).

Les billes possèdent un paramagnétisme plus faible à celui du milieu, il s'agit donc d'une configuration de paramagnétophorèse négatif. En sus de la matérialisation des pièges magnétiques, le dispositif a été utilisé ensuite en dynamique. Pour cela, on lui a fait subir de courtes accélérations. Les accélérations ont été réalisées en poussant rapidement la plaquette dans le plan horizontal (petits chocs manuels). L'objectif est de tester la capacité du dispositif à repositionner les amas de billes de verre dans leurs positions initiales. Les Figure 6.22 (b) et (c), montrent l'oscillation des amas de billes autour de leurs positions stables dans le plan horizontal. Après l'amortissement de ces oscillations par les frottements visqueux, les amas rejoignent leurs positions initiales (Figure 6.22 (d)). Le temps nécessaire pour le repositionnement des amas est de quelques secondes et dépend de l'amplitude du choc initial. Cette d'observation dynamique peuvent être utile pour remonter à quelques caractéristiques magnétiques et/ou physiques du dispositif. En effet, il suffit de mesurer la pulsation des oscillations pour calculer les raideurs des forces autour des positions d'équilibre et ainsi d'autres grandeurs tels que : la viscosité du milieu et l'aimantation des aimants (cf. annexe 2).

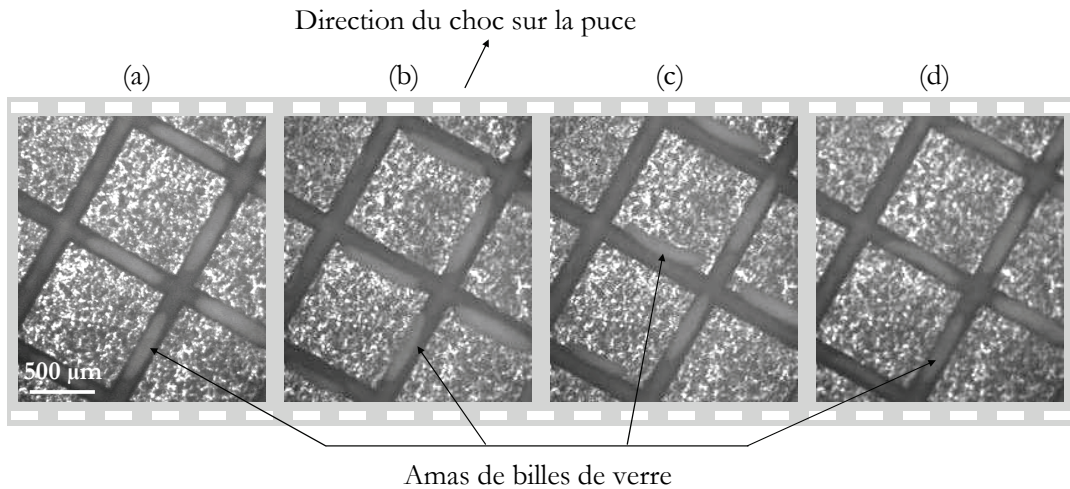


Figure 6.22 Matérialisation des canaux de guidage magnétiques entre les aimants par des amas de verre, (a) les amas de verre sont stables et centrés dans les canaux magnétiques, (b-c) oscillations des amas de verre suite à l'introduction d'un choc, (d) les amas de verre repositionnés dans leurs positions initiales après que les oscillations ont été amorties par les frottements visqueux.

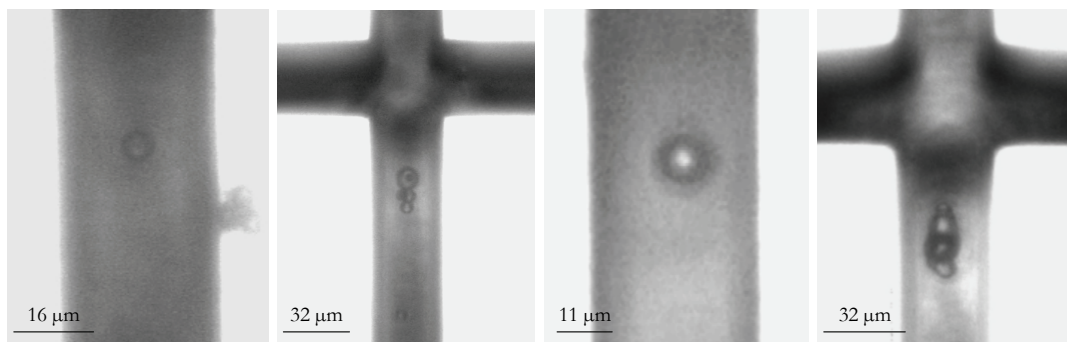


Figure 6.23. Piégeage paramagnétophorétique sans contact de billes de verre dans des canaux magnétiques linéaires et blocage avant les intersections. Les billes s'accumulent devant les intersections.

Une autre expérience a été réalisée avec les billes de verre sur une puce micrométrique issue de la technologie de pulvérisation triode de NdFeB. La puce utilisée ici comporte des micro-aimants d'une taille de $1470 \mu\text{m} \times 500 \mu\text{m}$, d'une épaisseur de $30 \mu\text{m}$ et un gap entre les aimants de $32 \mu\text{m}$. Les billes de verre ont été piégées de la même manière que les cellules, comme cela est indiqué sur la [Figure 6.23](#). Cependant, un autre phénomène est observé de par une autre expérience avec les billes de verre. La [Figure 6.24](#), montre une bille de verre qui se déplace le long des rainures entre deux micro-aimants et qui arrive après un certain temps à traverser le croisement des rainures. La bille se trouve

dans un milieu paramagnétique identique à celui de l'expérience précédente. Il s'agit d'une puce micrométrique issue de la technologie de pulvérisation triode de NdFeB. Le déplacement de la particule pourrait être dû à un effet gravitationnel, issu d'une inclinaison légère du dispositif. La vitesse du déplacement de la bille est de $\sim 11 \mu\text{m/s}$.

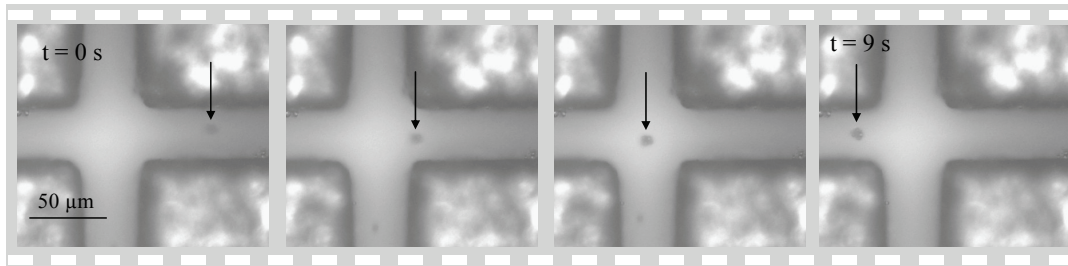


Figure 6.24. déplacement d'une bille de verre le long des rainures des aimants.

6.4 Conclusion

Dans ce dernier chapitre, de nombreux tests ont été conduits. La plupart sont avérés concluants. Dans la première partie de ce chapitre, nous avons mis en évidence de façon pratique, la possibilité d'une microfluidique digitale dans l'air, passive et sans contact. Les résultats des expériences menées ont confirmé la possibilité de réaliser un guidage magnétique de microgouttelettes dans des canaux de guidage linéaires. On a démontré la possibilité de bifurquer des microgouttelettes d'un canal à l'autre et la possibilité de les récupérer aussi en les faisant tomber aux centres des croisements des canaux (récupération hors du plan, au travers du wafer). On a également montré les possibilités de réalisation d'un confinement ponctuel pour faire des fusions et des mélanges de gouttelettes. Nous avons ensuite expérimenté nos structures dans des milieux liquides paramagnétiques, à travers des expériences sur des cellules vivantes et des billes. Les résultats ont montré la réalisation avec succès du confinement sans contact de par des forces répulsives diamagnétophorétiques ou paramagnétophorétiques. Ainsi, les résultats obtenus dans ce chapitre ont démontrés la mise en œuvre expérimentale de cette technique de manipulation sans contact, d'une manière passive, à la fois dans l'air et dans les milieux liquides. Cela ouvre la voie à de nouvelles perspectives dans les domaines de la microfluidique digitale, la chimie ultra pure, les études en microgravité et la biologie.

Conclusion et perspectives

Nous avons montré, pour cette première thèse exploratrice conduite au Laboratoire de Génie Electrique de Grenoble, que l'usage du phénomène de la lévitation diamagnétique est une approche novatrice et prometteuse en vue d'une manipulation sans contact de microgouttelettes et de bioparticules. Les objectifs de cette thèse en terme de démonstration de la faisabilité de l'emploi de la diamagnétophorèse négative aux petites dimensions sont atteints et son application pour la mise en oeuvre d'une micromanipulation de particules en lévitation, sont établis.

Le premier chapitre nous a permis de décrire l'état de l'art des techniques de micromanipulation de micro-objets avec et sans contact. Ainsi, il est naturellement apparu qu'un grand intérêt existait pour une approche de micromanipulation d'entités de petites dimensions en lévitation. Ce en particulier pour l'apport d'une telle technique dans le domaine de la biologie et de la microfluidique.

Nous avons établi, au début du deuxième chapitre, les fondements théoriques de la manipulation de microparticules par des champs magnétostatiques non-uniformes. Puis un inventaire des formes et modes possibles de la manipulation de micro-objets par des champs magnétostatiques nonuniformes. Cette partie a permis de démontrer que la diamagnétophorèse ainsi que la paramagnétophorèse négatives sont les candidates les plus favorables à la mise en oeuvre d'une manipulation sans contact de microparticules. Les outils et la méthodologie adoptés pour la modélisation, la simulation et l'optimisation, ont été présentés dans le dernier volet de ce chapitre.

Dans premier temps, le troisième chapitre a porté sur l'étude applicative d'une structure didactique de lévitation diamagnétique. Cela a permis de faire ressortir les différents paramètres qui régissent un tel dispositif de lévitation diamagnétique. On a ainsi mis en évidence les compromis nécessaires entre ces différents paramètres. Nous avons clôturé ce chapitre par la démonstration théorique de la faisabilité d'un matriçage passif en lévitation de micro-objets dans le plan, le guidage magnétique et actionnement dynamique de microparticules en lévitation.

Nous avons exploré, au cours du quatrième chapitre, l'actionnement de microparticules en lévitation au long de canaux de guidage en lévitation diamagnétique. Nous avons démontré la faisabilité de deux approches parallèles d'actionnement contrôlé à distance. La première est basée sur la diélectrophorèse à onde progressive, par l'exploitation des gradients de phase de champs électriques produits par des électrodes interdigités. La seconde est une approche purement magnétique reposant sur la superposition de champs magnétiques issus de conducteurs et de micro-aimants. Il ressort de ce chapitre, que les deux approches d'actionnement sont complémentaires plutôt que concurrentes. Cette démonstration de la possibilité de l'actionnement à distance de micro-objets en lévitation est un apport significatif de ces travaux allant au-delà des objectifs initiaux de cette thèse. Cela ouvre d'importantes perspectives de développement de systèmes complets et intégrés reposant sur le principe de la lévitation.

Le cinquième chapitre, a été consacré aux techniques de fabrication collectives mises en oeuvre pour l'élaboration de nos dispositifs à microaimants. Il en ressort, que la réalisation de microaimants par la technique de pulvérisation triode, constitue aujourd'hui l'approche la plus prometteuse. Elle permet l'élaboration de couches de microaimants de grandes épaisseurs, et également de qualités magnétiques remarquables. Le prototypage de démonstrateurs à l'échelle millimétrique grâce à deux techniques différentes de réalisation clôt ce chapitre.

Les résultats expérimentaux issus de ce travail de thèse, sont présentés dans le dernier chapitre. Il s'agit de l'accomplissement pratique de divers aspects de la manipulation sans contact de micro-objets en lévitation. L'application première et essentielle porte sur la manipulation de gouttelettes en lévitation diamagnétique. Ainsi, apparaît une nouvelle forme de microfluidique digitale, sans contact et dans l'air, applicable à des gouttelettes issues de divers liquides. On a ainsi mis en évidence la possibilité du guidage linéaire en lévitation, le confinement ponctuel, la réalisation de mélanges et la possibilité de la micromanipulation sans contact de cellules vivantes dans des milieux liquides a été aussi établie. Ces expériences ont pour cela porté sur la démonstration du piégeage ainsi que le guidage de cellules dans des milieux liquides paramagnétiques. Il s'agit d'un point important qui constitue une réponse évidente vis-à-vis d'un fort besoin de techniques permettant de manipuler et/ou de caractériser des cellules. Il peut s'agir par exemple de caractériser des cellules en absence de gravité, simulant ainsi les conditions d'apesanteur. Le troisième volet

d'expérimentations a porté sur les microbilles. On a ainsi montré pratiquement le micropositionnement dans le plan ainsi que le guidage en lévitation de ces microbilles. De même que les autres particules, les microbilles peuvent être manipulées sans contact en lévitation dans l'air (non encore testé) ou dans un fluide. Le greffage de telles billes diamagnétiques sur des corps de natures biologiques devrait donc ouvrir la voie à une micromanipulation à distance et sans contact de microparticules diamagnétiques, amagnétiques et/ou faiblement paramagnétiques.

Ainsi, plusieurs objectifs ont été atteints au terme de l'ensemble de notre travail :

- ✓ Développement d'une méthodologie de modélisation analytique à la fois souple et précise, permettant le calcul des forces diamagnétophorétiques et paramagnétophorétiques dans l'air ou dans les milieux liquides, produites par diverses géométries d'aimants et de particules.
- ✓ Conception et fabrication de microdispositifs combinant plusieurs aspects liés à la manipulation de microparticules en lévitation : leur piégeage, guidage, mélange, confinement ou micropositionnement.
- ✓ Extension de ces approches de micromanipulation à des aspects d'actionnement à distance de microparticule en lévitation.

Les travaux exploratoires présentés dans ce mémoire ouvrent des perspectives importantes concernant plusieurs nouvelles voies de recherche. Ils font appel à des notions d'électromagnétisme, de microélectronique, de microfluidique, de thermique ou encore de biologie. Ceci impose la combinaison de savoir faire multiples, une collaboration importante entre laboratoires de compétences différentes, ainsi que cela a été réalisé lors de nos travaux. Parmi les champs d'études qu'il nous apparaît urgent d'approfondir, nous pouvons mentionner les aspects suivants :

Aspect théorique : La modélisation de la diélectrophorèse à onde progressive présentée dans nos travaux requiert des améliorations. Il apparaît impératif de l'étendre en trois dimensions afin de pouvoir étudier des structures comportant des formes spécifiques d'électrodes non modélisables en deux dimensions. De plus et contrairement à la diamagnétophorèse, il est reconnu que les particules diélectriques modifient significativement le champ électrique ce qui devra être mieux pris en compte. Il sera

d'autant plus important de prendre en compte les mouvements browniens dans les calculs des différents effets magnétiques et électriques, que l'on voudra établir des études précises aux échelles nanométriques. Ces échelles sont encore plus favorables pour la manipulation diamagnétophorétique, mais à ces échelles les mouvements browniens peuvent devenir prépondérants.

Aspect biologique : Le milieu paramagnétique utilisé pour la manipulation des cellules requiert d'avantage d'études en particulier la toxicité éventuelle à long terme de ce milieu.

Aspect technologique : Il s'agit du développement procédés technologiques permettant d'élaborer des micro-aimants de formes, d'épaisseurs et de tailles quelconques par la technique de la pulvérisation triode sans avoir des dépôt indésirables. Par ailleurs, afin de pouvoir améliorer la visibilité des microparticules manipulées, nous envisageons l'élaboration de microstructures avec des entrefers transparents par l'utilisation d'un substrat de verre.

La génération des gouttelettes dans ces travaux a été assurée par deux techniques externes fonctionnant à l'échelle millimétrique. Toutefois, afin que les gouttelettes se présentent dans des meilleures conditions facilitant leur manipulation, nous envisagerons l'intégration de la génération de gouttelettes aux futurs dispositifs. Cette démarche entre dans une perspective plus large étant le développement d'un microréacteur biochimique exempt de contamination.

Les perspectives ouvertes par nos travaux avec ces premiers résultats de micro lévitation diamagnétique sont donc nombreuses. Les nouvelles études et voies de recherche fort prometteuses sont en cours d'exploration plus avancée.

Modélisation d'un aimant permanent par une distribution de charges magnétiques

Modèle analytique

Cette annexe présente le calcul des composantes de l'induction magnétique produite par un aimant permanent parallélépipédique aimanté à travers le plan à une valeur rémanente J_mz . Les dimensions de l'aimant sont respectivement $2 \times a$, $2 \times b$ et $2 \times c$ respectivement suivant les axes : x , y et z (Figure A. 1).

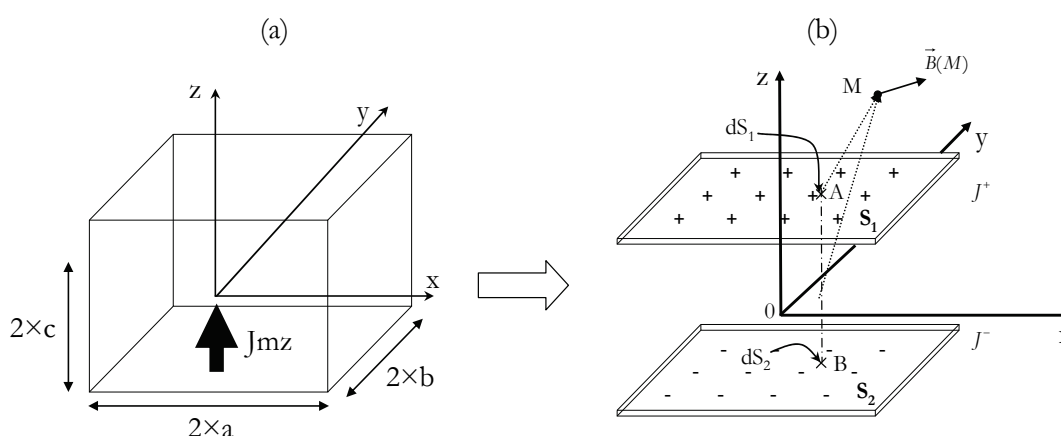


Figure A. 1 (a) aimant permanent parallélépipédique aimanté à travers le plan, (b) représentation de l'aimant par deux faces ayant une distribution de charges magnétiques.

Le champ d'induction magnétique produit au point M dû à la présence de deux surfaces chargées S_1 et S_2 , avec respectivement une densité de charges magnétiques J_1 et J_2 , peut s'exprimer comme suit [42] :

$$\vec{dB}(M) = \frac{J^+}{4\pi} \frac{\vec{AM}}{|\vec{AM}|^3} dS_1 + \frac{J^-}{4\pi} \frac{\vec{BM}}{|\vec{BM}|^3} dS_2 \quad (2.1)$$

L'induction magnétique est donc exprimée par :

$$\vec{B}(M) = \iint_{S_1} \frac{J^+}{4\pi} \frac{\vec{AM}}{|\vec{AM}|^3} dS_1 + \iint_{S_2} \frac{J^-}{4\pi} \frac{\vec{BM}}{|\vec{BM}|^3} dS_2 \quad (2. 2)$$

Après l'intégration formelle de cette intégrale, les composantes de l'induction magnétiques s'écrivent :

$$B_x(x, y, z) := \frac{Jmz}{4\pi} \left[\sum_{i=0}^1 \sum_{j=0}^1 [(-1)^{i+j} \cdot (E_x(x, y, z - c1, i, j) - E_x(x, y, z + c1, i, j))] \right]$$

$$B_y(x, y, z) := \frac{Jmz}{4\pi} \left[\sum_{i=0}^1 \sum_{j=0}^1 [(-1)^{i+j} \cdot (E_y(x, y, z - c1, i, j) - E_y(x, y, z + c1, i, j))] \right]$$

$$B_z(x, y, z) := \frac{Jmz}{4\pi} \left[\sum_{i=0}^1 \sum_{j=0}^1 [(-1)^{i+j} \cdot (E_z(x, y, z - c1, i, j) - E_z(x, y, z + c1, i, j))] \right]$$

$$S(x, i) := x - (-1)^{-i} \cdot a$$

$$T(y, j) := y - (-1)^j \cdot b$$

$$R(x, y, z, i, j) := \sqrt{S(x, i)^2 + T(y, j)^2 + z^2}$$

Avec :

$$E_x(x, y, z, i, j) := \ln(R(x, y, z, i, j) - T(y, j))$$

$$E_y(x, y, z, i, j) := \ln(R(x, y, z, i, j) - S(x, i))$$

$$E_z(x, y, z, i, j) := \arctan\left(S(x, i) \cdot \frac{T(y, j)}{R(x, y, z, i, j) \cdot z}\right)$$

Etude dynamique d'une particule en lévitation

L'étude dynamique permet la détermination et la caractérisation du comportement oscillatoire qui précède la phase de stabilisation. Cela s'avère important pour déterminer par exemple le moment à partir lequel on pouvait effectuer des mesures sur la microparticule en suspension. Il est possible d'assimiler le dispositif dans le cas de petits déplacements à système de masse-ressorts-amortisseurs (Figure A1. 1). La masse est caractérisée par m_t les ressorts sont caractérisés par les raideurs les raideurs : K_x , K_y et K_z , les frottements subit par le corps sont caractérisés par : α_x , α_y et α_z , respectivement sur l'axe x, y et z [68].

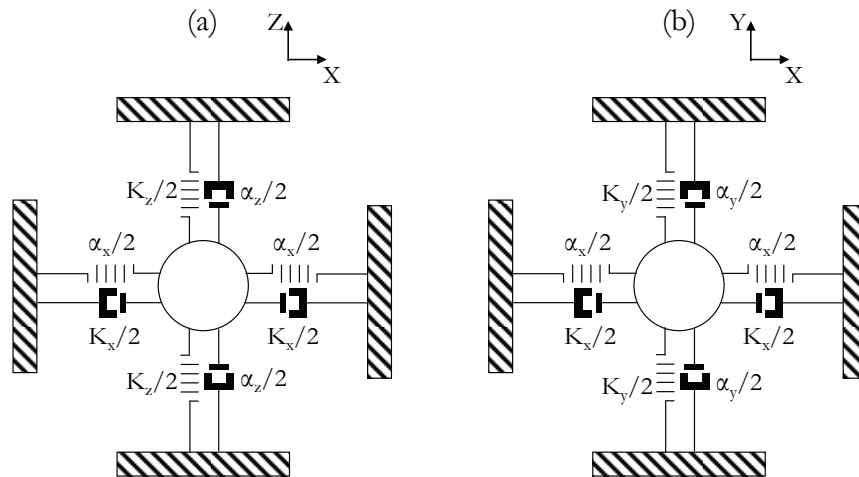


Figure A1. 1 Schéma équivalent du comportement dynamique du dispositif, (a) dans le plan vertical, (b) dans le plan horizontal.

Dans le plan horizontal, le bilan des forces donne :

$$\begin{aligned}
 \sum \vec{F} &= m \vec{\gamma}_x \\
 \Rightarrow \vec{F}_x^{res} + \vec{F}_x^d + \vec{F}_x^m &= m \vec{\gamma}_x \\
 \Rightarrow \frac{K_x}{2}(x_0 - x) - \frac{K_x}{2}(x_0 + x) - \frac{\alpha_x}{2}x' - \frac{\alpha_x}{2}x' + F_x^m &= m \vec{\gamma}_x \quad (A1. 1) \\
 \Rightarrow x'' + \frac{\alpha_x}{m}x' + \frac{K_x}{m}x &= \frac{F_x^m}{m}
 \end{aligned}$$

L'utilisation de la transformée de Laplace pour les conditions initiales :

$x(0)=x_0$, et $\left. \frac{dx}{dt} \right|_{t=0} = 0$ permet d'obtenir :

$$\begin{aligned} \left[p^2 x(p) - x_0 p \right] + \frac{a_x}{m} \left[p x(p) - x_0 \right] + \frac{K_x}{m} x(p) &= \frac{F_x^m(p)}{m} \\ x(p) &= \frac{\frac{F_x^m(p)}{m}}{\left[p^2 + \frac{a_x}{m} p + \frac{K_x}{m} \right]} + \frac{x_0 \left(p - \frac{a_x}{m} \right)}{\left[p^2 + \frac{a_x}{m} p + \frac{K_x}{m} \right]} \quad (\text{A1.2}) \\ L^{-1}[x(p)] &= x_{for}(t) + y_{lib}(t) \end{aligned}$$

$x(p)$ est donc la somme de deux fonctions du second ordre. La transformée inverse de $y(p)$ est la somme algébrique de la réponse forcée $x_{for}(t)$ et réponse libre $x_{lib}(t)$ de la microparticule en lévitation. La forme de la réponse libre et forcée d'un système de deuxième ordre s'écrit de la manière suivante :

$$x(p) = \frac{k_x w_{nx}^2}{\left[p^2 + 2\zeta_x w_{nx} + w_{nx}^2 \right]} \quad (\text{A1.3})$$

w_{nx} = pulsation naturelle du système sur l'axe horizontal

Avec : ζ_x = facteur d'amortissement sur l'axe horizontal

K_x = gain statique du système sur l'axe horizontal

Par identification des dénominateurs des deux fonction $x(p)$ et $z(p)$, les relation suivantes sont obtenues :

$$w_{nx} = \sqrt{\frac{K_x}{m_t}} \quad (\text{A1.4})$$

$$\zeta_x = \frac{a_x}{2\sqrt{m_t K_x}} \quad (\text{A1.5})$$

De ces dernières expressions, nous constatons que la raideur K_x peut être calculer directement à partir de la mesure de la pulsation naturelle du système modélisé. Ce calcul

de la raideur de la force peut être obtenu avec une précision limitée que par la résolution de la mesure de la pulsation naturelle de la microparticule, et de sa masse. Cela ouvre les perspectives d'utiliser la mesure de la raideur expérimentalement pour remonter à la susceptibilité des de la microparticule ou les propriétés des aimants utilisés.

Les études dynamiques présentées dans ce manuscrit ont été effectuées à travers un modèle de comportement dynamique global. Ce modèle comporte plusieurs modules de calculs (Figure A1. 2) :

- Modèle dynamique, responsable du calcul des la nouvelles positions et vitesses en fonction des l'asiennes positions, vitesses forces magnétiques (la forces d'Archimède et le poids sont constantes).
- Modèle magnétique, pour la mise à jours des composantes de la force totale par rapport à la nouvelle position issue du modèle dynamique.
- Modèle fluidique, responsable du calcul de la mise à jour des composantes de la force de Stokes par rapport aux nouvelles composantes de vitesses issues du modèle dynamique.

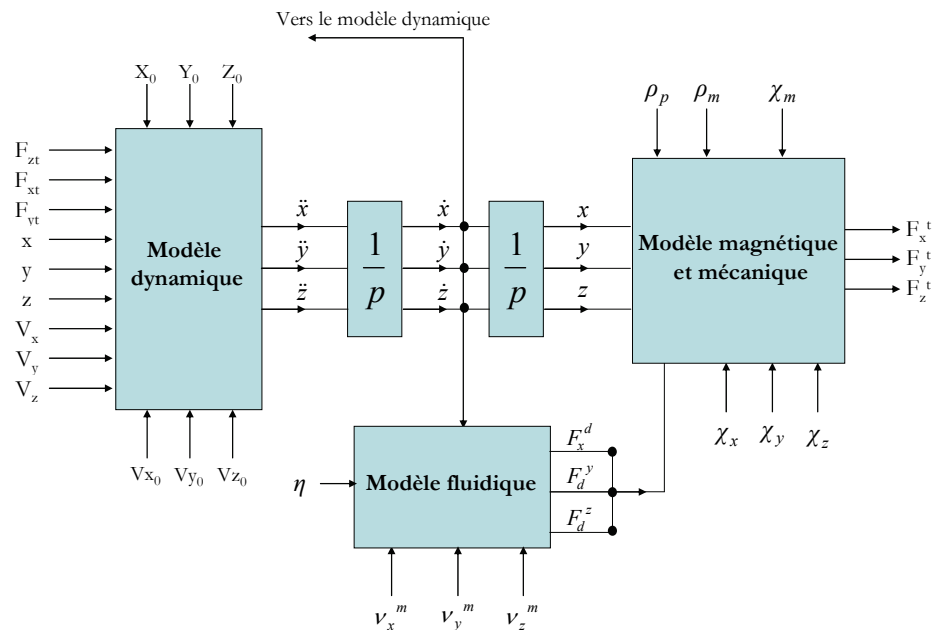


Figure A1. 2 Schéma du modèle du comportement dynamique global.

Bibliographie

- [1] R. Feynman, dans *Miniaturization*, ed. Gilbert, H.D., Reinhold, New York, 1961, pp. 282-296.
- [2] NEXUS Market Analysis for MEMS and Microsystems III, 2005-2009.
- [3] O. Cugat, J. Delamare, G. Reyne, "MAGnetic Micro-Actuators and Systems (MAGMAS)," *IEEE Trans. Magn.*, vol. 39, pp. 3607-3612, 2003.
- [4] O. Cugat, *Micro-actionneurs électromagnétiques MAGMAS*, Hermès, 2002.
- [5] P. Tabeling, *Introduction à la microfluidique*, Belin, 2003.
- [6] I. J. Busch-Vishniac, "The case for magnetically driven microactuators," *Sensors and Actuators*, vol. A33, pp. 207-220, 1992.
- [7] E. Abbas, Etude et optimisation de micromoteurs électrostatique et électromagnétiques en vue d'application médicales, Thèse de doctorat, Université Pierre et Marie Curie, Paris, 1995.
- [8] H. Rostaing, Micro-actionneur magnétique à déplacement vertical, Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Grenoble, Grenoble, 2004.
- [9] H. A. Pohl, "The motion and precipitation of suspendoids in divergent electric field," *J. Apply. Phys.*, vol. 22, pp. 869-871, 1951.
- [10] H. A. Pohl, *Dielectrophoresis*, Cambridge University Press, Cambridge, 1978.
- [11] M. Frénéa, Application de la diélectrophorèse au rangement matriciel et au tri de cellules sur puce, Thèse de doctorat, ENS de Cachan, Rennes, 2003.
- [12] W. M. Arnold, U. Zimmermann, "Rotating-field-induced rotation measurement of the membrane capacitance of single mesophyll cells of *Avena sativa*," *Zeitschrift für Naturforschung*, vol. 37c, pp. 908-915, 1982.
- [13] W. M. Arnold, U. Zimmermann, "Electro-rotation: developments of a technique for dielectric measurements on individual cells and particles," *J. Electrostatics*, vol. 21, pp. 151-191, 1988.
- [14] S. Kawata and T. Sugiura, "Movement of micrometer-sized particles in the evanescent field of a laser beam," *Optics Letters*, vol. 17, pp. 772-774, 1992.
- [15] G. Colas, Piégeage et manipulation d'objets biologiques par guides d'ondes optiques, Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier, 2006.
- [16] A. Ashkin. "Acceleration and trapping of particles by radiation pressure," *Physical Review Letters*, vol. 24, pp. 156-159, 1970.
- [17] A. Ashkin, "Optical trapping and manipulation of neutral particles using lasers," *Natl Acad Sci USA*, vol. 94, pp. 4853-60, 1997.

- [18] A. Ashkin, J. M. Dziedzic, T. Yamane, "Optical trapping and manipulation of single cells using infrared-laser beams," *Nature*, vol. 330, pp. 769-771, 1987.
- [19] C. Reichle, T. Schnelle, M. Torsten, T. Leya, G. Fuhr, "A new microsystem for automated electrorotation measurements using laser tweezers," *Biochimica et Biophysica Acta*, vol. 1459, pp. 218-229, 2000.
- [20] C. Coirault, J.-C. Pourny, F. Lambert, Y. Lecarpentier, "Les pinces optiques en biologie et en médecine," *Médecine / Sciences*, vol. 19, pp. 364-7, 2003.
- [21] S. Nemoto et H. Togo, "Axial force acting on a dielectric sphere in a focused laser beam," *Journal of Applied Optics*, vol. 32, pages 6386-6394, 1998.
- [22] M. Tanase, E. J. Felton, D. S. Gray, A. Hultgren, C. S. Chen, and D. H. Reich, "Assembly of multicellular constructs and microarrays of cells using magnetic nanowires," *Lab on a Chip*, vol. 5, pp. 569-696, 2005.
- [23] C.S. Lee, H. Lee and R.M, "Westervelt, Microelectromagnets for the control of magnetic nanoparticles," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 79, pp. 3308-3310, 2001.
- [24] H. Rostaing, H. Chetouani, M. Gheorghe and P.Galvin, "A micromagnetic actuator for biomolecule manipulation," *Sensor and actuator Physical*, vol. 135, pp. 776-781. 2007.
- [25] N. Pamme, "Magnetism and microfluidics," *Lab Chip*, vol. 6, pp. 24 -38. 2006.
- [26] J. Krüger, K. Singh, A. O'Neill, C. Jackson, A. Morrison, and P. O'Brien. "Development of a microfluidic device for fluorescence activated cell sorting," *Journal of Micromechanics and Microengineering*, vol. 12, pp. 486-494, 2002.
- [27] B. Berge, C.R. Acad. Sci. Paris, t. 317, Série II, p.157-163, 1993.
- [28] Y. Zhao and S. K. Cho, "Microparticle Sampling by Electrowetting-Actuated Droplet Sweeping," *Lab Chip*, vol. 6, pp. 137-144, 2006.
- [29] A. B. Fuchs, A. Romani, D. Freida, G. Medoro, M. Abonnenc, L. Altomare, I. Chartier, D. Guergour, C. Villiers, P. N. Marche, M. Tartagni, R. Guerrieri, F. Chatelain and N. Manaresi, "Electronic sorting and recovery of single live cells from microlitre sized samples," *Lab Chip*, , vol. 6, pp. 121-126, 2006.
- [30] A. Casner, Déformations, manipulations et instabilités d'interfaces liquides induites par la pression de radiation d'une onde laser, Thèse de doctorat, Université Bordeaux III, 2002.
- [31] B. B. Yellen, O. Hovorka, G. Friedman, "Arranging Matter by Magnetic Nanoparticle Assemblers," *PNAS*, vol. 102, pp. 8860-8864, 2005.
- [32] M V Berry and A K Geim, "Of flying frogs and levitrons," *J. Phys.*, vol. 18, pp. 307-313, 1997.
- [33] R. Feynman, *Le cours de physique de Feynman : Electromagnétisme 1*, Dunod, 1999.
- [34] R. Feynman, *Le cours de physique de Feynman : Electromagnétisme 2*, Dunod, 1999.
- [35] D. Jiles, *Introduction to magnetism and magnetic materials*, second end, Chapman and Hall.
- [36] C. Kittel, *Physique de l'état solide*, septième end, Dunod.
- [37] H. Watarai and M. Namba, "Magnetophoretic Fractionation of Microparticles in Aqueous Media in Capillary Flow System," *Analytical Sciences*, vol. 17, pp. i169-i171, 2001.

- [38] 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.*, vol. 42, pp. 3557-3559, 2006.
- [39] H. Chetouani, L. H. Rakotoarison, B. Delinchant, G. Grusso, A. Canova and M. Repetto, "Graphite Levitation over four magnets: Benchmarking Micrometer Diamagnetic Modeling" *16th International Conference on the Computation of Electromagnetic Fields*, pp. 24-28, Aachen, Germany, June 24-28, 2007.
- [40] H. L. Rakotoarison, B. Delinchant, O. Cugat, "Methodology and tool for generating semi-analytical models Used to pre-design electromagnetic MEMS (Mag-MEMS)," *12th Biennial IEEE Conference on Electromagnetic Field Computation*, pp. 444, Miami, USA, April 30th - May 3rd 2006.
- [41] L. H. Rakotoarison, Méthode et outil de génération de modèles pour l'optimisation fortement contrainte des microsystèmes magnétiques, Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier, Grenoble, 2007.
- [42] G. Akoun, J. P. Yonnet, "3D analytical calculation of the forces exerted between two cuboidal magnets," *IEEE Trans. Magn.*, vol. 20, pp. 1962-1964, 1984.
- [43] H. Chetouani, C. Jeandey, V. Haguet, H. Rostaing, C. Dieppedale, J. -F. Jacquot, T. Kerlin, G. Reyne, "Principle and Analysis of a Two-dimensional On-Chip Magnetophoresis of Bioparticles for Contamination-free Biochemical Reactors," *IEEE Trans. Magn.*, vol. 43, pp. 1673 – 1676, April 2007.
- [44] D. Duret, L. Gerbaud, B. Du Peloux, F. Verdier and H.L. Rakotoarison, "A Generator of Software Components dedicated to the Optimization of Engineering Systems," *The 9th Workshop on Optimization and Inverse Problems in Electromagnetism*, Sorrento, Italy, September 13th-15th, pp. 185, 2006.
- [45] A. Winkleman, K. L. Gudiksen, D. Ryan and George M. Whitesides, "A magnetic trap for living cells suspended in a paramagnetic buffer," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 85, pp 2411-2413, 2004.
- [46] C.-H. Chiou, Z.-F. Tseng and G.-B. Lee, "A novel magnetic tweezers for manipulation of a single DNA molecule," *2004. 17th IEEE International Conference on Micro Electro Mechanical Systems*, pp. 613-616, 2004.
- [47] M. A.M. Gijs, "Magnetic bead handling on-chip: new opportunities for analytical applications," *Microfluid. Nanofluid.*, vol. 1 pp. 22-40, 2004.
- [48] M. D. Simon and A. K. Geim, "Diamagnetic Levitation: Flying Frogs and Floating Magnets," *J. Apply. Phys.*, pp. 6200-6204, vol. 87, 2000.
- [49] H. A. Pohl, "The motion and precipitation of suspensions in divergent electric field," *J. Apply. Phys.*, vol. 22, pp. 869-871, 1951.
- [50] H. A. Pohl, *Dielectrophoresis*, Cambridge University Press, Cambridge, 1978.
- [51] H. Morgan, A. G. Izquierdo, D. Bakewell, N. G. Green, A. Ramos, A. G. Izquierdo, "The dielectrophoretic and travelling wave forces generated by interdigitated electrode arrays : analytical solution using fourier series," *J. Apply. Phys.*, vol. 34, pp. 1553-1561, 2001.
- [52] D. S. Clague and E. K. Wheeler, "Dielectrophoretic manipulation of macromolecules: The electric field," *Phys. Rev.*, vol. 64, 2001.

- [53] Thomas B. Jones, *Electromechanics for particles*, Cambridge University Press, 1995.
- [54] P. Kauffmann, Lévitiation de micro-objets sur des microsystèmes magnétiques, Projet de fin d'étude, ENSPG, Grenoble, 2007.
- [55] X.-B. Wang, H. Y. F. F. Becker, P. R. C. Gascoyne, "A unified theory of dielectrophoresis and travelling wave dielectrophoresis," *Appl. Phys.*, vol. 27, pp. 1571-1574, 1994.
- [56] X.-B. Wang, M. P. Hughes, Y. Huang, F. F. Becker, P. R. C. Gascoyne, "Non-uniform spatial distributions of both magnitude and phase of AC electric fields determine dielectrophoretic forces," *Biochem Biophys Acta*, vol. 1243, pp. 185-194, 1995.
- [57] I.F. Lyuksyutov, D.G. Naugle, K.D.D. Rathnayaka, "On-chip manipulation of levitated femtodroplets," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 85, pp. 1817-1819, 2004.
- [58] . H. Rostaing, J. Stepanek; O. Cugat; C. Dieppedale; J. Delamare; "Magnetic, out-of-plane, totally integrated bistable /spl mu/-actuator," *Transducers'05*, Seoul, Korea, vol. 2, pp. 1366 – 1370, June 5th-9th, 2005.
- [59] L. Vieux-Rochaz, D. Gamet, C. Dieppedale, B. Desloges, C. Barragatti, H. Rostaing, J. Meunier-Carus, "Electrodeposition of hard magnetic CoPtP material and integration into magnetic MEMS," *J. Micromech. Microeng.*, vol. 16, pp. 219-224, 2006.
- [60] N. M. Dempsey, A. Walther, F. May and D. Givord, "High performance hard magnetic NdFeB thick films for integration," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 90, 2007
- [61] A. Walther, Développement d'un microswitch magnétique bistable, Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Grenoble, Grenoble 2007.
- [62] C. N. Baroud, J. -P. Delville, F. Gallaire and R. Wunenburger, "Thermocapillary valve for droplet production and sorting," *Physical Review*, vol. 75 pp. 1-5, 2007.
- [63] J. P. Urbanski, J. A. Levitan, M.Z. Bazant and T. Thorsen, "Digital microfluidics using soft lithography," *Lab Chip*, vol. 6, pp. 96-104, 2006.
- [64] J. X. Jin, S. X. Dou and H. K. Liu, "Magnetic separation techniques and HTS magnets," *Supercond. Sci. Technol.*, vol.11 pp. 1071-1074, 1998.
- [65] H. Watarai and M. Namba, "Capillary magnetophoresis of human blood cells and their magnetophoretic trapping in a flow system," *J. Chromatogr.*, vol. 961, 3, 2002.
- [66] M. Takayasu, D. R. Kelland, J. V. Minervini, "Continuous magnetic separation of blood components from whole blood," *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 10, pp. 927-930, 2000.
- [67] M. Takayasu, N. Duske, S. R. Ash, and F. J. Friedlaender, "HGMS studies of blood cell behavior in plasma," *IEEE Trans. Magn.*, vol. 18, pp. 1520-1522, 1982.
- [68] M. Boukallel, Etude, conception et réalisation d'un capteur de micro et nano-forces, Thèse de doctorat, Université de Franche-Comté, 2003.

Liste des communications et Brevets

I. Brevets

- [1] C. Jeandey, V. Haguët, H. Grateau, G. Reyne and **H. Chetouani**, “Permanent magnetic structure(s) for trapping and/or channeling and/or separating and/or filtering particles;” Patent WO/2007/125129, 2007.

II. Publications dans des revues à comité de lecture

- [2] **H. Chetouani**, C. Jeandey, V. Haguët, H. Rostaing, C. Dieppedale, J. -F. Jacquot, T. Kerlin and G. Reyne, “Principle and Analysis of a Two-dimensional On-Chip Magnetophoresis of Bioparticles for Contamination-free Biochemical Reactors,” *IEEE Trans. Magn.*, vol. 43, no. 4, pp. 1673 – 1676, April 2007.
- [3] H. Rostaing, **H. Chetouani**, M. Gheorghie and P. Galvin, “A micromagnetic actuator for biomolecule manipulation,” *Sensors and Actuators A: Physical*, vol. 135, no. 2, pp. 776-78115, April 2007.
- [4] **H. Chetouani**, B. Delinchant and G. Reyne, “Efficient modeling approach for optimization of a system based on passive diamagnetic levitation as a platform for biomedical applications,” *COMPEL*, vol. 26, no. 2, pp. 345 – 355, 2007.
- [5] **H. Chetouani**, C. Jeandey, V. Haguët, 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.*, vol. 42, no. 10, pp. 3557-3559, October 2006.
- [6] **H. Chetouani**, F. Wurtz, G. Reyne, H. Rostaing and B. Delinchant, “A novel sizing environment (DSP-1) dealing with semi-numerical models applied to the optimization of a bi-stable out-of-plane magnetic micro-switch,” *IEEE Trans. Magn.*, vol. 42, no. 4, pp. 1231- 1234, April 2006.

III. Conférences internationales avec actes publiés et comité de lecture

- [7] **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,” *Proceedings of the 14th International Conference on Solid-State Sensors, Actuators and Microsystems (Transducers & Eurosensors '07)*, Lyon, France, June 10-17, 2007, vol. 1, pp. 715-718.

- [8] **H. Chetouani**, C. Jeandey, V. Haguët, F. Chatelain, G. Reyne, "Magnetophoretic trapping of microparticles," Proceedings of The 11th International Conference on Miniaturized Systems for Chemistry and Life Sciences (MicroTAS'07), Paris, France, October 7-11, 2007, vol. 1, pp. 149-151.
- [9] C. Jeandey, **H. Chetouani**, V. Haguët, F. Chatelain, "Diamagnetic levitation based digital microfluidics," Proceedings of The 11th International Conference on Miniaturized Systems for Chemistry and Life Sciences (MicroTAS'07), Paris, France, October 7-11, 2007, vol. 2, pp. 922-924.
- [10] **H. Chetouani**, B. H. Rakotoarison, B. Delinchant G. Gruosso, A. Canova, M. Repetto, "Graphite Levitation over four Magnets: Benchmarking Micrometer Dia-Magnetic Modeling," Proceedings of the 16th International Conference on the Computation of Electromagnetic Fields, Aachen, Germany, June 24-28, 2007.
- [11] **H. Chetouani**, C. Jeandey, V. Haguët, H. Rortaing, C. Dieppedale, J. -F. Jacquot, T. Kerlin and G. Reyne, "Principle and Analysis of a Two-dimensional On-Chip Magnetophoresis of Bioparticles for Contamination-free Biochemical Reactors," Digests of the 12th Biennial IEEE Conference on Electromagnetic Field Computations (IEEE CEFC 2006), Miami, USA, April 30-May 3, 2006, pp. 442-445.
- [12] **H. Chetouani**, C. Jeandey, V. Haguët, H. Rortaing, C. Dieppedale and G. Reyne, "Diamagnetic Levitation With Permanent Magnets for Contactless Guiding and Trapping of Microdroplets and Particles in Air and Liquids," Proceedings of IEEE International Magentics Conference (IEEE Intermag'06), San Diego, USA, May 8-12, 2006, pp. 106-108.
- [13] **H. Chetouani**, B. Delinchant and G. Reyne, "Efficient modeling approach for optimization of a system based on passive diamagnetic levitation as a platform for bio-medical applications," paper presented (oral) at the 6th Conference on Optimization and Inverse Problems in Electromagnetism, Sorrento, Italy, September 13-15.
- [14] V. Haguët, C. Jeandey, **H. Chetouani**, G. Reyne and F. Chatelain, "Magnetic levitation of microdroplets in air," Proceedings of The 10th International Conference on Miniaturized Systems for Chemistry and Life Sciences (MicroTAS 2006), Tokyo, Japan, November 5-9, 2006, vol. 1, pp. 110-112.
- [15] H. Rostaing, M.Gheorghe, **H. Chetouani** and P.Galvin "A magnetic Micro-actuator for biomolecule capture and manipulation," Nanobio'06, June 14-16, 2006, Grenoble, France.
- [16] **H. Chetouani**, F. Wurtz, G. Reyne, H. Rostaing and B. Delinchant, "A novel sizing environment (DSP-1) dealing with semi-numerical models applied to the optimization of a bi-stable out-of-plane magnetic micro-switch," Proceedings of the 15th International Conference on the Computation of Electromagnetic Fields (Compumag'05), Shenyang, China, June 26 - 30, 2005.

IV. Conférences nationales

- [17] **H. Chetouani**, H. Rostaing, F. Wurtz, G. Reyne, B. Delinchant, "Optimisation d'un Micro-Relais Magnétique Bistable Vertical en vue du Dimensionnement d'un Micro-Scanner Optique", Electrotechnique du Future Proceedings, Grenoble, France, Septembre 2005.

**MICROSYSTEMES ET MICROMANIPULATION À LEVITATION
DIAMAGNETIQUE
CONCEPTION, REALISATION ET APPLICATION A LA MICROFLUIDIQUE
DIGITALE ET A LA BIOLOGIE**

Résumé : Aux petites échelles, les équilibres physiques sont bouleversés. En particulier, les forces de contact, de friction et d'adhésion deviennent prépondérantes au regard des autres effets, perturbant ainsi la manipulation des entités appartenant au micro-monde.

Ce travail apporte une contribution aux techniques de micromanipulation sans contact dans les microsystèmes intégrés. En nous appuyant sur le principe de la lévitation diamagnétique, qui bénéficie très favorablement de la réduction d'échelle, nous supprimons tout contact physique entre les dispositifs et les microparticules manipulées.

Ce point clé nous a permis de démontrer, à travers des structures intégrées et/ou prototypes, la faisabilité d'une microfluidique digitale dans l'air et sans contact, et entre autres le confinement, le micropositionnement et l'actionnement sans contact de divers bioparticules. Ces réalisations ouvrent des perspectives intéressantes au développement de microréacteurs biochimiques sans contamination.

Mots clés : Bio-MEMS magnétiques, micromanipulation sans contact, lévitation diamagnétique, magnétophorèse, microfluidique digitale.

**MICROSYSTEMS AND MICROMANIPULATION BASED ON
DIAMAGNETIC LEVITATION
DESIGN, REALISATION AND APPLICATION TO DIGITAL
MICROFLUIDICS AND BIOLOGIE**

Abstract : At small scales, various physical phenomena evolve very differently. Especially, contact, friction and adhesion forces become predominant relative to other effects. Therefore, the manipulation of entities in the micro-world becomes more than ever subject to disruptive constraints.

The present work contributes to the development of on-chip contactless manipulation techniques. Using the diamagnetic levitation principle, which benefits greatly from scale reduction, the physical contact between devices and manipulated particles can be suppressed.

Using this key feature we have developed biochips (both integrated and macroscopic prototypes) with which we demonstrated a novel form of contactless digital microfluidics in air. This technique was used to achieve contactless confinement, micropositioning and displacement of various microparticles both in air and liquids. These results open attractive alternatives to the development of fully integrated contamination-free biochemical reactors.

Keywords : magnetic Bio-MEMS, contactless micromanipulation, diamagnetic levitation, magnetophoresis, digital microfluidics.