



HAL
open science

Piégeage et manipulation d'objets colloïdaux à l'aide de structures photoniques en silicium intégrées dans des puces optofluidiques

Christophe Pin

► **To cite this version:**

Christophe Pin. Piégeage et manipulation d'objets colloïdaux à l'aide de structures photoniques en silicium intégrées dans des puces optofluidiques. Optique [physics.optics]. Université de Bourgogne, 2016. Français. NNT : 2016DIJOS060 . tel-01698851

HAL Id: tel-01698851

<https://theses.hal.science/tel-01698851v1>

Submitted on 1 Feb 2018

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.

UNIVERSITÉ DE BOURGOGNE - FRANCHE COMTÉ

École Doctorale Carnot - Pasteur

THÈSE

Présentée et soutenue publiquement par

Christophe PIN

Ingénieur de l'École Centrale de Lyon

Pour obtenir le grade de :

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE BOURGOGNE - FRANCHE COMTÉ

Discipline: Physique

Piégeage et manipulation d'objets colloïdaux à l'aide de structures photoniques en silicium intégrées dans des puces optofluidiques

Directeur de thèse :	Benoît CLUZEL	Maître de Conférence, Université de Bourgogne - Franche Comté, Dijon
Co-directeur de thèse :	Frédérique DE FORNEL	Directeur de Recherche, Laboratoire ICB, Dijon
Encadrant :	Emmanuel PICARD	Ingénieur, Institut Nanosciences et Cryogénie, CEA Grenoble

Soutenue le 30 juin 2016 devant la commission d'examen :

Rapporteurs :	Béatrice DAGENS	Directeur de Recherche, Institut d'Électronique Fondamentale, Paris
	Anne-Marie HAGHIRI-GOSNET	Directeur de Recherche, Laboratoire de Photonique et de Nanostructures, Paris
Examineurs :	Jochen FICK	Chargé de Recherche, Institut Néel, Grenoble
	Thierry GROSJEAN	Chargé de Recherche, Institut FEMTO-ST, Besançon

Optique de Champ Proche
Laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne – CNRS UMR 6303, Dijon
Laboratoire Silicium Nanoélectronique Photonique et Structures
INAC, CEA Grenoble
Laboratoire des Technologies de la Microélectronique
CNRS, Grenoble

Remerciements

Bien installé sur mon futon, après deux mois et demi de vadrouille post-soutenance, il est temps pour moi de mettre un point final à ce manuscrit de thèse. Un peu à la manière d'une préface, ces quelques pages de remerciements placées en tête d'ouvrage sont l'occasion de prendre un peu de recul et de porter un regard plus humain et personnel sur mes années de thèse.

Tout d'abord, j'aimerais remercier très chaleureusement l'ensemble des personnes qui ont supervisé mes travaux de thèse, à savoir Frédérique de Fornel et Benoît Cluzel côté dijonnais, Emmanuel Picard, Emmanuel Hadji et David Peyrade côté grenoblois. Je leur serai à jamais reconnaissant de m'avoir accepté en thèse sous leur tutelle, de m'avoir accompagné et supporté (au sens propre comme au sens figuré) tout au long de mon parcours. Je n'oublierai pas non plus leurs conseils avisés aussi bien en ce qui concerne la science et le monde scientifique qu'en ce qui concerne les voyages, la montagne, la famille, la gastronomie et le vin.

Il serait toutefois injuste de ne destiner ces remerciements qu'à mes seuls encadrants. J'ai eu la chance au cours de cette thèse de côtoyer trois équipes de recherche différentes. Le groupe d'Optique de Champ Proche (OCP) du LICB (UBFC, CNRS) à Dijon, le laboratoire Silicium Nanoélectronique Photonique et Structures (SiNaPS) de l'INAC (CEA Grenoble), et l'équipe Santé du LTM (CNRS) à Grenoble. Si cet environnement composite a parfois été la source de sentiments quelque peu schizo-phréniques, l'équilibre plus ou moins stable que j'ai essayé de maintenir tout au long de mon parcours entre ces trois entités s'est largement révélé bénéfique et d'une très grande richesse.

Je tiens donc à remercier ici en premier lieu Claude Renaud, dont les travaux de thèse sont à l'origine de ceux présentés dans ce manuscrit. Non seulement ses brillants résultats expérimentaux ont été les précurseurs de ma thèse, mais son aide quasi-quotidienne m'a également été d'un grand secours tout au long de ma première année de thèse. Il m'a entre autres aidé à trouver ma place, c'est-à-dire ce fameux équilibre, au sein des trois équipes impliquées dans ce projet. Claude, soit fort, et n'oublie pas la mirabelle!

Ensuite, je remercie Jean-Baptiste Jager, alias JB, pour sa bonne humeur sportive à toute épreuve et ses talents en micro- et nano-fabrication. JB, merci pour tes puces! Je vous demande d'applaudir également Éric Delamadeleine à la guitare et Vincent Calvo à la basse, pour les nombreux interludes musicaux du jeudi soir que nous avons partagés, sans oublier leur aide régulière et leurs précieux conseils au laboratoire. Alban Gassenc, merci à toi pour ton optimisme communicatif et pour les nombreuses discussions que nous avons eues, toujours teintées d'un petit accent du sud. Merci aussi à Pascal Gentile, notamment pour les sorties vélo autour de Grenoble qui m'ont permis de me changer les idées en début de période de rédaction, ainsi qu'à Nicolas Pauc, Denis Buttard, Julien Danet, Merijntje Bronsgeest, alias Meringue, et Carmelo Castagna. J'en profite pour remercier au passage Jean-Baptiste Decombe et Jochen Fick de l'Institut Néel, avec qui j'ai eu le plaisir de dialoguer pendant ma thèse et de partager un agréable séjour en conférence à San Diego.

Un grand merci également à l'équipe dijonnaise. Marlène Petit, bien sûr, no-

tamment pour ses belles images SNOM, mais aussi Olivier Demichel et Aurélien Coillet, ainsi qu'Alexandre Bouhéliier que je me permets d'inclure à la liste, pour leurs conseils et les bons moments passés en leur compagnie, que ce soit à Dijon, Bruxelles ou Lyon. Merci aussi à Loïc Lalouat pour son aide en début de thèse, ainsi qu'à Jean Dellinger, Régis Méjard, Maïwen Meisterhans et tous les stagiaires (Anthonin, Aurore, Gauthier, Ugo, Mélanie) pour la bonne ambiance qui régnait au labo, toujours au rendez-vous à chacun de mes passages à Dijon.

Et bien sûr, ces années de thèse n'auraient pas eu la même saveur sans la présence de nombreux amis, également collègues pour certains, amateurs de sorties sportives ou culturelles, de voyages, de rendez-vous ludiques ou tout simplement de moments de détente, tranquillement installés dans un parc ou à la terrasse d'un bar grenoblois. Je pense tout d'abord à mon coloc Maxime Bossard et à sa passion pour les quizzes et questions en tous genres. Bien entendu, je lui souhaite de devenir un jour champion. Je pense également à Mustapha Boukhari, à son esprit critique très tranché et à sa famille pour son accueil chaleureux et ce séjour fantastique en Algérie. Évidemment, je pense aussi à mon cher co-bureau Olivier Marconot (ainsi qu'à sa famille et à Fanny), à ces nombreuses sorties en montagne, à pied ou à vélo, et les tout aussi innombrables bières partagées. Sans oublier le FIMU et les Eurockéennes de Belfort... Je pense à Manon Tardif, arrivée en stage puis en thèse pour prendre la relève, ce qu'elle a fait brillamment jusqu'à présent. Je lui souhaite bonne continuation et de toujours garder autant d'enthousiasme dans tout ce qu'elle entreprend.

De manière générale, je pense à tous ceux que j'ai eu le plaisir de côtoyer dans l'équipe. Les anciens de SiNaPS : Claude Renaut, Thérèse Gorisse (et Kars), Ludovic Dupré et Quentin Benoit à la Guillaume. Les moins anciens : Tassadit Amrane, Shashank Mathur. Et les plus jeunes : Olivier Marconot, Mustapha Boukhari et Manon Tardif, ainsi que Kévin Guilloy, Dorian Gaboriau, Maxime Boniface, Dhruv Singhal et les stagiaires (Lise et Raphael). Je pense également à tous ceux que j'ai eu la chance de rencontrer au sein du LTM. La team Smartforce pour commencer, Julien Cordeiro et Olivier Lecarme, ainsi que Clarisse Vaillier, que je remercie pour leur aide, leurs conseils avisés et pour tous les bons moments passés en leur compagnie. Il en va de même pour Sophie Böhme, Tiphaine Belloir, Anthony Léonard, Javier Arias-Zapata, Kévin Berton, Timothée Thiry, Quentin « Zouille », Nicolas Bouchonville, Benoît Maisonneuve, Jérôme Garnier, Marc Zelsmann et Thibault Honegger.

Je n'oublie pas non plus Virginie Brouzet, Mathilde Billaud, Thomas Auzelle, Clément, Jean-Yves, Astrid et Romain. Petite dédicace aussi à la fière équipe des Bistouffailles (Max, Tuan, Dung, Céline, Kev, Lulu et Mag) et aux autres connaissances fidèles au blind test du mercredi soir du Phéno. Un merci chaleureux aux « proprios » de la coloc, Aurélien Suhm et Marie Gorisse, et au petit Arthur. Sans oublier les anciens de la 3A à Centrale : Alexandre Fouchard (ainsi que ses parents et Élodie) et Mathieu Baicry. Laure Jarrige aussi, qui m'a gentiment hébergé à plusieurs reprises quand j'étais de passage à Dijon.

Une pensée également pour Vincent Barrellon et Manel Charfi, en souvenir de nos rendez-vous lyonnais à l'auditorium, ou encore de ce beau voyage au Japon. Une pensée également pour la fine équipe de prépa : Étienne Tonnelle, Géraldine Bourit,

Antoine Piroux, Mathieu Chastel, Claudine Tonnelle et Julien Jasseny. Tant de souvenirs de montagne, été comme hiver, ou encore de Clermont-Ferrand et Marseille. Un énorme merci tout particulièrement à Mathieu et à ses colocs pour m'avoir accueilli moult fois dans leur sympathique maison dijonnaise, si proche de la campagne bourguignonne.

Pour conclure ces remerciements, j'aimerais bien entendu remercier ici les jurés qui m'ont fait l'honneur de bien vouloir évaluer mon travail. Béatrice Dagens et Anne-Marie Haghiri-Gosnet d'une part, qui ont accepté de rapporter le présent manuscrit ; Jochen Fick et Thierry Grosjean d'autre part, pour avoir examiné mes travaux lors de ma soutenance de thèse. Je tiens à remercier tout particulièrement Béatrice Dagens qui a accepté la charge supplémentaire de présider ce jury. Enfin, je remercie de tout cœur ma famille et toutes les personnes venues, parfois de loin, assister à ma soutenance de thèse.

À mes grand-parents.

« Voir un univers dans un grain de sable
et le ciel dans une fleur des champs.
Tenir l'infini dans sa paume,
mettre l'éternité dans une heure. »

– William Blake, *Auguries of Innocence*

Table des matières

Introduction	1
1 Microfluidique et forces optiques	5
1.1 L'état colloïdal	6
1.1.1 Diversité des dispersions colloïdales	6
1.1.2 Phénomène de sédimentation	8
1.1.3 Agitation thermique et dispersions colloïdales	9
1.1.4 Mouvement brownien et phénomène de diffusion	10
1.1.5 Spécificité du mouvement brownien en rotation	13
1.1.6 Forces électrostatiques et stabilité d'une suspension colloïdale	15
1.2 Piégeage et manipulation d'objets uniques	17
1.2.1 Des pinces sans contact	17
1.2.2 Caractériser un objet isolé	19
1.2.3 Déplacer, orienter et assembler des objets	20
1.2.4 Manipulation tridimensionnelle de sondes et autres micro-outils	22
1.3 Les forces optiques de champ proche	23
1.3.1 Origine physique et aspects théoriques	24
1.3.2 Quelques exemples de réalisations expérimentales	27
1.3.3 Piégeage et manipulation sur guides d'onde intégrés	29
1.3.4 Piégeage et manipulation à l'aide de structures résonantes in-	
tégrées	30
1.4 Conclusion	32
2 Réalisation d'un circuit microfluidique à la surface d'une puce pho-	35
tonique	
2.1 Montage expérimental et procédés préexistants	36
2.1.1 Fabrication de puces optofluidiques statiques	36
2.1.2 Dispositif pour la caractérisation en optique intégrée et la mi-	
croscopie de fluorescence	38
2.2 Mise en place d'un système d'injection microfluidique	40
2.3 Conception et fabrication de puces optofluidiques dynamiques	43
2.3.1 Différentes approches possibles	43
2.3.2 Fabrication de canaux microfluidiques découpés dans un film	
de PDMS	44
2.3.3 Fabrication de canaux microfluidiques en PDMS moulé	45
2.3.4 Réalisation de lamelles de verre percées	46
2.3.5 Fabrication de connecteurs microfluidiques en PDMS	48

2.4	Caractérisation des écoulements par suivi de particules	50
2.4.1	Suivi de particules fluorescentes	50
2.4.2	Écoulement dans un canal microfluidique découpé	51
2.4.3	Écoulement dans un canal microfluidique moulé	53
2.5	Conclusion	54
3	Caractérisation d'une nanopince photonique et microscopie opto- fluidique en champ proche optique	55
3.1	Estimation de la force de piégeage par réaction à une force externe . .	56
3.1.1	Résistance du piège optique face à un écoulement	56
3.1.2	Estimation de la force de poussée hydrodynamique proche d'une paroi	57
3.1.3	Estimation de la force de piégeage d'une microbille	58
3.2	Agitation thermique et étude du potentiel de piégeage	60
3.2.1	Cartographie du potentiel de piégeage par vidéo-microscopie .	60
3.2.2	Influence de la taille des microbilles piégées : mise en évidence de différents régimes de piégeage	62
3.2.3	Influence de la puissance laser : mise en évidence d'aspects non-linéaires du piégeage optique en champ proche	66
3.3	Microscopie optofluidique en champ proche de modes résonants . . .	69
3.4	Conclusion	72
4	Manipulation hydrodynamique de microsystemes articulés assem- blés par force optique	73
4.1	Déplacement contrôlé d'objets en suspension	74
4.1.1	Attraction d'un objet ciblé vers un piège	74
4.1.2	Déplacement d'un objet de piège en piège	75
4.2	Orientation et rotation contrôlées de microsystemes assemblés par force optique	77
4.2.1	Piégeage d'objets anisotropes	77
4.2.2	Micro-rotule assemblée par force optique	78
4.2.3	Diffusion brownienne en rotation	80
4.2.4	Micro-girouette optofluidique	85
4.2.5	Micro-charnière assemblée par force optique	89
4.3	Conclusion	91
5	Piégeage et manipulation par superposition de modes guidés	93
5.1	Modes guidés et forces optiques de champ proche	94
5.1.1	Propagation de modes guidés orthogonaux	95
5.1.2	Modulation périodique du champ de forces optiques	98
5.1.3	Protocole expérimental pour l'étude de billes guidées par force optique	99
5.2	De la propulsion à l'immobilisation	101
5.2.1	Superposition des modes fondamentaux : $TE_0 + TM_0$	101
5.2.2	Variations de la taille du guide, de la puissance laser et de la longueur d'onde	104

5.2.3	Apparition d'un troisième mode : TE_1	109
5.2.4	Conclusion partielle : modulation périodique du potentiel de piégeage par superposition de modes guidés	112
5.3	Formation de réseaux de pièges optiques le long d'un guide d'onde . .	114
5.3.1	Superposition de trois modes : $TE_0 + TM_0 + TE_1$	114
5.3.2	Superposition d'un mode fondamental et d'un mode d'ordre supérieur : $TE_0 + TE_1$	115
5.3.3	Superposition d'un mode fondamental et d'un mode d'ordre supérieur : $TM_0 + TE_1$	120
5.3.4	Mécanismes de piégeage par superposition de modes guidés . .	124
5.4	Manipulation optique par superposition de modes guidés	126
5.4.1	Déplacements discrets en cascade	126
5.4.2	Propulsion séquentielle par alternance de modes « marche » et « arrêt »	128
5.4.3	Contrôle de la position des pièges par pilotage en longueur d'onde	131
5.5	Conclusion	134
	Conclusion générale	137
	Bibliographie	141

Introduction

De part le regard subjectif que nous portons sur le monde qui nous entoure, nous associons instinctivement à l'idée de mouvement les notions de vie, d'effort physique, de force motrice, et de consommation d'énergie. À l'inverse, nous considérons l'immobilité comme l'état naturel des choses au repos, synonyme d'inaction, de stabilité et de permanence. Le sens commun veut en effet que tout objet inerte reste immobile, « de marbre ». Toutefois, il suffit de prendre un peu de recul, ou plutôt d'altitude, pour réaliser avec quelle facilité les choses peuvent entrer en mouvement une fois *libérées* de la contrainte du champ gravitationnel terrestre. On retrouve cette idée a contrario dans l'ambivalence des champs lexicaux de la *gravité* et du *poids* qui nous lient et nous enchainent au monde terrestre. Car dans notre environnement usuel, c'est la présence de liens physiques qui empêchent le mouvement, ou du moins le restreignent. C'est pourquoi toute immobilité apparente doit non pas être envisagée comme une preuve d'absence d'interaction, cas idéal s'il en est, mais plutôt comme le résultat d'un équilibre, plus ou moins précaire, entre différentes interactions à l'œuvre.

À notre échelle, l'échelle macroscopique, et au-delà, c'est la gravité qui fait loi. Ces effets, omniprésents à nos yeux, font partie de notre quotidien depuis toujours. Ce n'est pas par hasard si à l'origine de la théorie de la mécanique classique se trouve l'étude de la chute des corps et du mouvement des astres, dans le sillage des travaux de Galilée et de Newton pour ne citer que ces deux grands noms de la science. Il nous est ainsi possible de décrire et prédire la trajectoire des corps célestes ou l'orbite des satellites grâce à la mécanique classique. Celle-ci nous enseigne aussi pourquoi le bois ou les canards flottent, contrairement aux églises et au plomb. Enfin, elle nous enseigne de manière plus générale pourquoi, à la surface du globe terrestre, la matière qui nous entoure tombe, chute, s'écoule et reste « à terre », immobile, dès lors qu'elle trouve une position d'équilibre stable.

Toute la matière? Pas tout à fait. Sinon, comment expliquer l'existence du brouillard, d'un nuage de poussière ou encore la dispersion d'un pigment en poudre dans un verre d'eau? Pour une raison inconnue de la mécanique classique, la matière en suspension semble parfois ignorer les effets de la gravité et obéir à ses propres lois. Pour en comprendre le sens physique, il faut s'intéresser à la nature de la matière à plus petite échelle. Ce n'est qu'à partir du XIX^{ème} siècle que l'on commence à s'intéresser, grâce aux progrès dans le domaine des microscopes, à l'étude d'objets de taille micrométrique en suspension. Et c'est là qu'aux frontières de l'infiniment petit, le monde miniature des grains de pollen, poussières d'or et autres bactéries révèle son étrange nature, qui s'avère beaucoup plus animée qu'escompté. Alors qu'à

une telle échelle la gravité perd sa suprématie pour se voir reléguée au rang des interactions négligeables, on s'est aperçu, non sans surprise, que le moindre grain de matière, même « inerte », est en réalité sujet à un mouvement aussi incessant qu'imprévisible, comme animé sous l'impulsion d'une mystérieuse force au caractère erratique. Ce mouvement aléatoire aux allures de mouvement perpétuel n'est autre que le mouvement brownien, du nom de l'un de ses découvreurs, le botaniste Robert Brown. Il s'agit de la traduction sous forme cinétique d'une grandeur énergétique jusque-là mal cernée, la température. Cette agitation thermique se retrouvera par la suite au cœur des lois de la physique statistique et de la thermodynamique, qui expliquent notamment le mouvement de toute molécule ou atome au sein de la matière, avant que la physique quantique ne prenne le relais.

Au cours du siècle dernier, et plus particulièrement des dernières décennies, les progrès scientifiques rapides qu'ont connus les domaines de la microscopie, de la biologie et des micro- et nanotechnologies nous ont amenés à vouloir saisir et contrôler la matière à très petite échelle. Notamment lorsque celle-ci prend la forme d'objets microscopiques voire nanoscopiques en suspension, qu'il s'agisse de cellules vivantes, de brins d'ADN, de nanoparticules, de molécules ou bien même d'atomes. Dans ce contexte, arriver à déjouer le caractère aléatoire des déplacements de ces objets est devenu un enjeu d'importance pour le monde scientifique. Comment parvenir à piéger, c'est-à-dire maintenir en position, un objet perpétuellement en mouvement, dont la trajectoire est, qui plus est, imprévisible ? Avec quels outils manipuler, étirer, compresser, sectionner, trier, ou encore assembler de tels objets ?

Il existe une interaction physique, ou plutôt une famille d'interactions, particulièrement intéressante pour relever ce défi : les forces optiques. On regroupe sous cette désignation l'ensemble des actions mécaniques que la lumière imprime à la matière qu'elle rencontre. Ce type d'interactions optomécaniques s'avèrent particulièrement intéressantes pour plusieurs raisons. Tout d'abord, bien que d'intensité négligeable à notre échelle, l'action des forces optiques devient effective pour des dimensions microscopiques. Lorsqu'à la fois le champ électromagnétique et l'objet en suspension présentent de telles dimensions caractéristiques, il devient possible d'exercer une force sensible sur l'objet uniquement du fait de la présence de la lumière. Les différentes formes que peuvent prendre ces interactions entre lumière et matière donnent alors naissance à des forces tantôt de propulsion, tantôt d'attraction, et même sous certaines conditions également à des couples, susceptibles d'entraîner des objets en rotation. Cette diversité d'actions peut ensuite être mise à profit pour des applications aussi variées que complexes. Enfin, étant véhiculées uniquement par un flux lumineux, les forces optiques opèrent sans contact et ne sont donc que très peu intrusives. Tout au plus entraînent-elles une certaine augmentation de température du fait de l'absorption du milieu et des objets considérés.

La mise en évidence et l'exploitation des forces optiques n'ont réellement pu voir le jour qu'après l'invention du laser dans les années 1960. En effet, seule la lumière issue d'un laser, spatialement et spectralement cohérente, permet d'obtenir des intensités de forces optiques suffisantes pour en observer les effets sur des objets en suspension. Depuis, de nombreux travaux ont permis de mieux comprendre ces intrigantes forces, et ont entre autres abouti à l'avènement des pinces optiques,

outils devenus indispensables pour de nombreux domaines de recherche. On peut notamment distinguer deux champs d'application majeurs : le piégeage d'atomes froids dans le vide, et le piégeage de micro- et nanoparticules en solution. Plus récemment, ce sont les forces optiques émergeant du champ proche de micro- et nanostructures dédiées à l'optique intégrée qui suscitent un grand intérêt dans le but à la fois d'étendre le piégeage en solution d'objets de taille toujours plus réduite, et de miniaturiser les dispositifs expérimentaux pour la confection de laboratoires sur puce.

C'est dans ce cadre que se situent les travaux de thèse rapportés dans ce manuscrit. Ces travaux sont le résultat d'une collaboration entre l'équipe Optique de Champ Proche du Laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne (ICB) à Dijon et le laboratoire SiNaPS de l'Institut Nanosciences et Cryogénie (INAC) du CEA Grenoble. Les aspects microfluidiques et certains échantillons photoniques sont également le fruit d'une collaboration avec l'équipe de David Peyrade du Laboratoire des Technologies de la Microélectronique (LTM) du CNRS à Grenoble.

Dans un premier chapitre, nous commencerons par revenir sur un certain nombre de notions trop rapidement abordées dans cette introduction et pourtant indispensables à la compréhension du contexte et des enjeux de l'étude. Tout d'abord, nous nous pencherons sur la notion d'état colloïdal et sur les phénomènes et enjeux microfluidiques qui s'y rattachent. Puis nous détaillerons les différentes forces optiques qu'il est possible d'appliquer à un objet en suspension. Pour des besoins de concision, nous nous limiterons à l'action des forces optiques dans le champ proche de structures photoniques et plasmoniques. Une attention particulière sera notamment portée sur les résultats déjà obtenus à l'aide de guides d'onde et de nanocavités photoniques, qui constituent les principales structures utilisées au cours de cette thèse.

Le second chapitre apportera une brève description du montage expérimental utilisé pour réaliser ces travaux de thèse. Les différents apports effectués en cours de thèse en termes d'équipement, de procédés de fabrication et de caractérisation microfluidiques seront également détaillés.

Le chapitre trois sera consacré à la caractérisation d'un piège optique créé dans le champ proche d'une nanocavité optique à cristal photonique. Après avoir tenté d'estimer les efforts de piégeage, nous étudierons à partir d'une technique de suivi de particules la distribution spatiale du potentiel de piégeage perçu par des microbilles de polystyrène. Les résultats obtenus nous amèneront à considérer l'utilisation d'un tel procédé pour imager le champ proche optique de structures photoniques.

Dans le quatrième chapitre sera abordé l'intérêt mécanique qu'apporte l'action combinée de la microfluidique et du piégeage en champ proche. Outre la possibilité d'induire un déplacement d'un piège à un autre, nous verrons que le contrôle d'un flux hydrodynamique permet l'orientation et la rotation de micro-systèmes articulés assemblés par forces optiques. L'intérêt que présente les forces optiques de champ proche pour la conception de dispositifs microfluidiques articulés sera mis en évidence à travers deux exemples de micro-girouettes optofluidiques.

Enfin, un cinquième et dernier chapitre présentera l'ensemble des travaux consacrés à l'étude du piégeage et de la manipulation optiques obtenus grâce à la superpo-

sition de modes guidés. Nous observerons tout d'abord comment la co-propagation de modes guidés induit une modulation périodique du champ de forces optiques dans le champ proche du guide. Sur la base de ces résultats, nous verrons alors comment créer des réseaux de pièges optiques sur puce, et quelles possibilités une telle technique de piégeage offre en matière de manipulation optique.

Chapitre 1

Microfluidique et forces optiques

Sommaire

1.1	L'état colloïdal	6
1.1.1	Diversité des dispersions colloïdales	6
1.1.2	Phénomène de sédimentation	8
1.1.3	Agitation thermique et dispersions colloïdales	9
1.1.4	Mouvement brownien et phénomène de diffusion	10
1.1.5	Spécificité du mouvement brownien en rotation	13
1.1.6	Forces électrostatiques et stabilité d'une suspension colloïdale	15
1.2	Piégeage et manipulation d'objets uniques	17
1.2.1	Des pinces sans contact	17
1.2.2	Caractériser un objet isolé	19
1.2.3	Déplacer, orienter et assembler des objets	20
1.2.4	Manipulation tridimensionnelle de sondes et autres micro-outils	22
1.3	Les forces optiques de champ proche	23
1.3.1	Origine physique et aspects théoriques	24
1.3.2	Quelques exemples de réalisations expérimentales	27
1.3.3	Piégeage et manipulation sur guides d'onde intégrés	29
1.3.4	Piégeage et manipulation à l'aide de structures résonantes in- tégrées	30
1.4	Conclusion	32

L'étude d'objets de dimensions microscopiques, voire nanoscopiques, est au cœur de nombreuses recherches actuelles et présente de vastes enjeux aussi bien en matière de recherche fondamentale que de développement industriel. Des nanotechnologies à la biologie, en passant par la santé et la protection de l'environnement, de multiples domaines requièrent de nouvelles méthodes d'observation, de caractérisation, et de manipulation d'objets de plus en plus petits. Et ce tout en faisant appel, si possible,

à des techniques non-invasives, des dispositifs miniaturisés et des consommations d'énergie toujours plus faibles. Si l'intérêt des forces optiques en la matière n'est plus à prouver, la miniaturisation des pinces optiques et leur intégration au sein de dispositifs embarqués suscite encore de nombreuses attentes.

La multitude des phénomènes physiques présents à l'échelle microscopique ainsi que la grande diversité des objets peuplant ce monde miniature expliquent pourquoi l'étude de ces derniers fait appel à de nombreux pans des sciences physiques. Dans le cadre de cette thèse, nous nous limiterons à l'étude d'objets diélectriques solides en suspension colloïdale dans une phase aqueuse. Après une courte présentation des phénomènes physiques régissant le comportement des objets en suspension au sein de solutions colloïdales, nous aborderons certains enjeux rattachés à l'étude et la manipulation d'objets uniques au sein de telles solutions. Nous verrons alors en quoi l'action combinée de la microfluidique et des forces optiques de champ proche peut apporter des réponses à ces enjeux. Un bref tour d'horizon des travaux déjà réalisés dans le domaine nous permettra de présenter les résultats déjà obtenus ainsi que les problématiques toujours d'actualité qui ont inspirées les travaux de thèse rapportés dans ce manuscrit.

1.1 L'état colloïdal

1.1.1 Diversité des dispersions colloïdales

L'état colloïdal désigne un état composite de la matière, formé d'inclusions discontinues d'une ou plusieurs phases dispersées, en suspension dans une phase continue, appelée aussi milieu de dispersion. Cet état de la matière est présent sous de nombreuses formes, naturelles ou artificielles, dans notre environnement. Parmi les systèmes colloïdaux les plus cités à titre d'exemple, on retrouve le lait, le sang ou le brouillard, mais aussi le dentifrice, les peintures et autres colles. Si le terme de colloïde est le plus souvent utilisé en chimie pour désigner les émulsions et les sols (dispersions de particules solides au sein d'un liquide), le sens générique du mot regroupe l'ensemble des dispersions pouvant exister. On observe ainsi une grande diversité de systèmes colloïdaux que l'on peut distinguer en fonction de l'état respectif de chacune des phases. Comme le montre la **Figure 1.1**, la famille des colloïdes s'étend des aérosols, aux mousses, en passant par les émulsions et les sols. Ceci étant dit, nous ne prendrons en considération par la suite que les colloïdes de type sol, c'est-à-dire aux suspensions de particules solides au sein d'une phase liquide.

L'invention du mot « colloïde », que l'on doit au chimiste Thomas Graham, remonte aux années 1860, alors que l'étude des dispersions colloïdales n'en était qu'à ses balbutiements. En effet, les systèmes colloïdaux n'ont pu être définis et étudiés en tant que tels que relativement tard dans l'histoire des sciences du fait de leurs faibles dimensions caractéristiques. La **Figure 1.2** fournit une représentation graphique des échelles de taille de quelques exemples communs de colloïdes en solution, exception faite, bien sûr, des cheveux humains qui ne sont représentés que dans le but de fournir un repère facile à appréhender. Cette figure met en évidence la grande richesse en termes de taille et de matériaux du monde des dispersion colloïdales en solution. Des

		Phase dispersée		
		Gaz (bulles)	Liquide (gouttes)	Solide (particules)
Phase de dispersion	Gaz	-	Aérosol liquide Brouillard, brume	Aérosol solide Fumée, poussière
	Liquide	Mousse Mousse de savon	Émulsion Lait, mayonnaise	Sol/Suspension Dentifrice, encre
	Solide	Mousse solide Polystyrène expansé	Émulsion solide Beurre, opales	Suspension solide Plastique pigmenté

FIGURE 1.1 – Présentation des différents types de dispersions colloïdales en fonction de l'état respectif de la phase dispersée et du milieu de dispersion. Quelques exemples sont donnés à titre d'illustration. (extrait de [1])

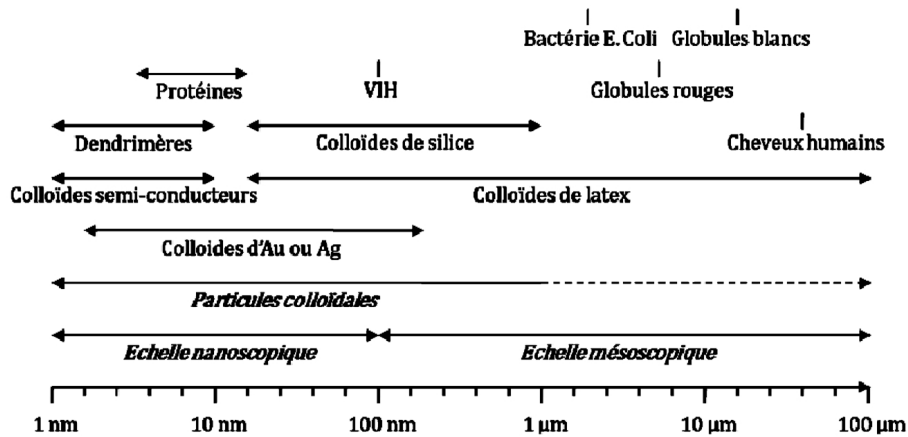


FIGURE 1.2 – Échelles de taille caractéristiques de différents exemples d'objets colloïdaux en solution. (extrait de [1, 2])

métaux aux matériaux diélectriques, du vivant au minéral, de la simple molécule à la cellule en suspension en passant par des boîtes quantiques et autres grains de sables microscopiques, l'ensemble de ces objets est susceptible de se trouver dans un état de suspension au sein d'un liquide. Et encore ne tient-on pas compte du cas des microgouttes et microbulles présentant un comportement similaire.

À l'échelle du nanomètre et en-deçà, on arrive à l'échelle des atomes et des molécules dont la taille correspond à celle des molécules de la phase de dispersion. Il devient dans ce cas difficile de parler de deux phases distinctes, l'une étant supposée

dispersée dans l'autre. On considère alors que l'ensemble des molécules, qui présentent le même comportement, forment une seule et unique phase homogène. Mais si cette limite inférieure se conçoit aisément, il est plus ardu d'expliquer la présence d'une limite supérieure à la taille des colloïdes. Certes, il est bien évident que des billes de plomb, même de l'ordre d'une fraction de millimètre de diamètre, plongées dans un verre d'eau ne pourront pas former une suspension colloïdale stable. Mais comment expliquer alors que des billes métalliques de 100 *nm* de diamètre soient capable de se disperser dans ce même verre d'eau pour ainsi donner naissance à une suspension homogène ? Pourquoi, en effet, gravité et poussée d'Archimède semblent perdre leurs effets lorsqu'on se rapproche de l'infiniment petit ? Pour en comprendre la raison, il est nécessaire d'analyser les différents phénomènes physiques à l'œuvre dans ce verre d'eau.

1.1.2 Phénomène de sédimentation

Si l'on se place dans le cadre de la mécanique classique et que l'on fait le bilan des forces s'appliquant à un objet en solution, trois forces entrent en jeu. La force de la pesanteur \vec{F}_g , d'une part, dont l'intensité est proportionnelle au volume de l'objet ainsi qu'à sa masse volumique. Vient ensuite la poussée d'Archimède \vec{F}_A , qui s'oppose à la gravité et dont l'intensité est quant à elle proportionnelle au volume et à la masse volumique du liquide déplacé du fait de la présence de l'objet. L'effort résultant de ces deux forces dépend donc de la différence de masse volumique entre les deux phases de la dispersion colloïdale. Si l'objet en suspension est plus léger que le volume de liquide équivalent, il aura tendance à remonter vers la surface. Au contraire, un objet plus lourd aura tendance à sédimenter vers le fond du récipient, ce qui correspond à la grande majorité des cas lorsque l'on considère une particule solide en suspension dans l'eau. Dès lors que l'objet entre en mouvement, apparaît un troisième effort, à savoir la force de résistance hydrodynamique, c'est-à-dire la force de frottement \vec{F}_f due à la viscosité du milieu liquide. L'intensité de cette force est fournie par la loi de Stokes : $\vec{F}_f = -\gamma_s \vec{v}$ où γ_s correspond au coefficient de frottement visqueux en translation de la particule.

Pour un système à l'équilibre, la somme de ces trois efforts s'annule :

$$\vec{F}_g + \vec{F}_A + \vec{F}_f = \vec{0} \quad (1.1)$$

On peut alors en déduire la vitesse de sédimentation d'une particule en suspension. Dans le cas d'une particule sphérique, on obtient :

$$\frac{4}{3}\pi a^3 \Delta\rho g = 6\pi\eta a v_{sed} \quad (1.2)$$

$$v_{sed} = \frac{2}{9} \frac{\Delta\rho g}{\eta} a^2 \quad (1.3)$$

où a correspond au rayon de la particule sphérique considérée, $\Delta\rho$ la différence de masse volumique entre les deux phases, g l'accélération de la pesanteur terrestre, η la viscosité dynamique de la phase liquide et enfin v_{sed} la vitesse de sédimentation de la particule.

On peut en tout premier lieu remarquer que l'action de la pesanteur et de la poussée d'Archimède décroît en fonction du cube du rayon de la particule. En outre, la résultante des deux forces est d'autant plus faible que les masses volumiques respectives des deux phases sont proches. En résulte une vitesse de sédimentation, et donc une énergie cinétique, d'autant plus faibles que les dimensions des particules en suspension sont petites et leur masse volumique proche de celle du milieu de dispersion. Mais si cela peut expliquer dans une certaine mesure le maintien en suspension des particules au moins sur un certain laps de temps, rien ne permet d'expliquer pour l'instant le phénomène de dispersion garantissant l'homogénéité et la stabilité des solutions colloïdales.

1.1.3 Agitation thermique et dispersions colloïdales

L'origine de la dispersion des particules en suspension dans une solution colloïdale réside dans les effets thermodynamiques qui s'y produisent à l'échelle microscopique. Commençons par considérer les molécules de la phase liquide de dispersion. Celles-ci sont animées en permanence d'un mouvement d'agitation thermique, quand bien même le liquide semble stable et inerte à l'échelle macroscopique. En réalité, cet équilibre statistique n'est que le résultat du comportement moyenné d'un grand nombre de molécules. À l'échelle moléculaire, au contraire, l'énergie thermique de chaque molécule se traduit sous forme d'énergie cinétique dont la valeur moyenne est donnée par la théorie cinétique des gaz [1, 3] :

$$\langle E_c \rangle = \frac{1}{2} m \langle v^2 \rangle = \frac{3}{2} k_B T \quad (1.4)$$

où m est la masse de l'objet considéré, $\langle v \rangle$ la valeur moyenne de sa vitesse instantanée, k_B la constante de Boltzmann et T la température du système. Du fait de la forte proximité des molécules composant un liquide, d'innombrables collisions se produisent entre elles, de façon isotrope en moyenne, qui induisent en permanence des fluctuations incohérentes au niveau des déplacements de chaque molécule.

Une particule solide baignant dans ce milieu liquide est elle-aussi sujette à ces collisions avec les molécules environnantes, qui exercent de cette façon une pression osmotique isotrope sur la particule. Si la force qui résulte de cette pression osmotique, aussi appelée force de Langevin, est nulle en moyenne dans un milieu homogène, les multiples chocs communiquent en permanence une certaine énergie cinétique non nulle à la particule. Celle-ci s'agite donc à la manière de toute molécule contenue dans le liquide, obéissant à la même loi (1.4), qui permet de définir la température de la particule. Pour un système colloïdal à l'équilibre thermodynamique, cette température correspond à la température de la phase liquide et définit la température globale de la solution colloïdale.

La particule possède ainsi la même énergie thermique que chacune des molécules du milieu de dispersion [3]. Fait remarquable, cette énergie ne dépend d'aucun paramètre propre à la particule considérée, contrairement à l'énergie cinétique liée au phénomène de sédimentation. Une simple comparaison de ces deux quantités d'énergie permet alors de faire la lumière sur les raisons du phénomène de dispersion des

particules de taille microscopique. En effet, lorsque l'on réduit la taille d'une particule en suspension, arrive une taille limite où l'énergie cinétique due à l'agitation thermique de la particule prend le dessus par rapport à l'énergie cinétique de sédimentation. En-dessous de cette valeur seuil, on considère que le comportement de la particule est dicté par son agitation thermique, tandis que le phénomène de sédimentation reste prépondérant pour une particule de taille plus élevée. Cette taille critique correspond à la condition [1] :

$$E_{sed} = E_{th} \quad (1.5)$$

C'est-à-dire :

$$\frac{1}{2}m v_{sed}^2 = \frac{3}{2}k_B T \quad (1.6)$$

Dans le cas d'une particule sphérique, on en déduit une valeur de rayon critique :

$$R_c = \left(\frac{729}{16} \frac{\eta^2 k_B T}{\pi \rho_p \Delta \rho^2 g^2} \right)^{\frac{1}{7}} \quad (1.7)$$

avec ρ_p la masse volumique de la particule.

Matériau	$\rho (\times 10^3 \text{ kg/m}^3)$	$R_c (\mu\text{m})$
Au	19.3	2
SiO₂	2.2	5.5
Polystyrène	1.05	15

FIGURE 1.3 – Valeurs de rayon critique de sédimentation pour des microsphères de différents matériaux en suspension dans l'eau à 25 °C. (extrait de [1])

En réalité, ce rayon critique de sédimentation n'établit pas une frontière parfaitement définie mais fournit plutôt un ordre de grandeur quant à la limite de taille des particules colloïdales. Il est donc plus juste de considérer qu'une particule ne sédimente pas pour $a \ll R_c$, sédimente lentement pour $a \sim R_c$ et sédimente rapidement pour $a \gg R_c$. La **Figure 1.3** fournit à titre d'exemple les valeurs de rayons critiques obtenues dans le cas de microsphères composées de trois matériaux différents : l'or, la silice et le polystyrène. On peut dès lors vérifier que les microsphères de polystyrène fluorescentes de 0,5, 1 et 2 μm de diamètre qui seront utilisées par la suite sont bien à l'état de colloïdes en solution dans l'eau à température ambiante.

1.1.4 Mouvement brownien et phénomène de diffusion

Comme nous l'avons vu, les particules solides en suspension dans un liquide se déplacent en permanence au sein de leur milieu de dispersion : c'est ce qu'on appelle le mouvement brownien des particules. Ces déplacements incessants s'effectuent en moyenne de manière isotrope, la particule subissant avec la même probabilité des collisions avec les molécules environnantes venant de toutes les directions. Si la valeur moyenne de la vitesse instantanée de la particule est fournie par l'équation (1.4),

l'échange permanent d'énergie avec le milieu environnant induit également une dissipation d'énergie que l'on modélise sous forme de frottement visqueux. Dans le cadre du modèle d'Ornstein-Uhlenbeck, la constante de temps associée à l'amortissement visqueux d'une particule sphérique vaut [3] :

$$\tau_{rm} = \frac{m}{\gamma_s} = \frac{2}{9} \frac{\rho_p}{\eta} a^2 \quad (1.8)$$

Elle représente le temps de relaxation du moment cinétique de la particule et marque la frontière entre le régime balistique et le régime diffusif de son mouvement. On parle également du temps de corrélation du mouvement, c'est-à-dire l'intervalle temporel sur lequel a lieu le phénomène de perte de mémoire des conditions initiales du mouvement. Dans le cas d'une particule sphérique en polystyrène de taille micrométrique plongée dans l'eau à 20 °C, ce temps caractéristique est de l'ordre de $10^{-8} \sim 10^{-7}$ s.

À une échelle temporelle d'observation standard, c'est-à-dire pour des intervalles de temps entre deux observations successives de l'ordre de la *ms* ou au-delà, l'étude de l'agitation thermique se restreint donc au cas diffusif. Alors que les effets inertiels liés à la masse de la particule en suspension sont prépondérant aux temps très courts (régime balistique), ils deviennent négligeables lorsque l'intervalle de temps considéré est d'une durée suffisante (régime diffusif). Le comportement de la particule en suspension est alors principalement dicté par l'amortissement visqueux sous l'effet moyenné des multiples collisions entre particule et molécules du milieu de dispersion [1, 3]. Pour cette raison, on parle aussi de régime « sur-amorti » (« overdamped » en anglais) .

Le terme diffusif fait référence au mouvement de diffusion brownien qui apparaît alors aux yeux de l'observateur. Il s'agit de ce même processus qui fait qu'une goutte d'encre diffuse de manière isotrope dans l'eau et que la fumée d'une cigarette emplit tout le volume d'air contenu dans une pièce fermée. La diffusion brownienne d'une particule en suspension peut être modélisée par un processus de marche aléatoire, composé d'une succession de déplacements unitaires aléatoires. Pour intervalle de temps unitaire δt donné, la particule dispose d'une probabilité \mathcal{P} isotrope de déplacement $\delta \vec{r}$ qui suit une loi gaussienne [3] :

$$\mathcal{P}(\delta \vec{r} | \delta t) = \frac{1}{(4\pi \mathcal{D}_t \delta t)^{d/2}} \exp\left(-\frac{|\delta \vec{r}|^2}{4\mathcal{D}_t \delta t}\right) \quad (1.9)$$

où d désigne le nombre de dimensions de l'espace selon lesquelles la particule est susceptible de se mouvoir, et \mathcal{D}_t correspond le coefficient de diffusion en translation de la particule. Ce coefficient de diffusion caractérise la vitesse à laquelle se déroule le processus de diffusion. Sa valeur est donnée par la relation d'Einstein, également appelée relation d'Einstein-Smoluchowski, de Sutherland-Einstein, ou encore de Stokes-Einstein selon les cas [1, 3] :

$$\mathcal{D}_t = \frac{k_B T}{\gamma_s} = \frac{k_B T}{6\pi\eta a} \quad (1.10)$$

On peut dès à présent remarquer que le coefficient de diffusion ne dépend ni de la nature ni de la densité du matériau constituant la particule, ce qui s'explique par le

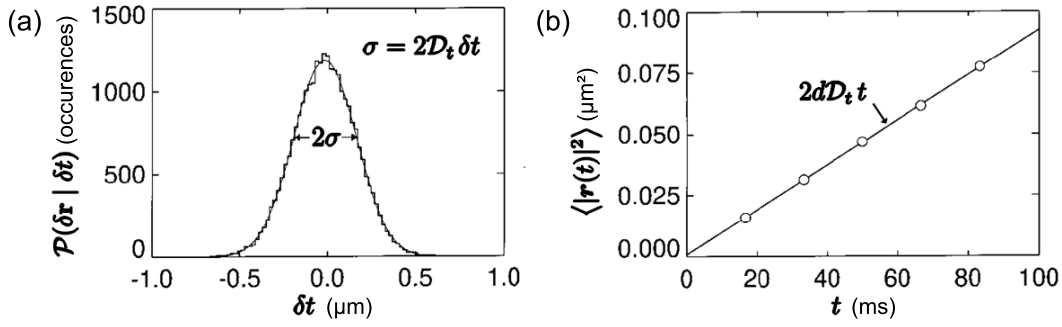


FIGURE 1.4 – (a) Distribution de probabilité gaussienne obtenue à partir de mesures expérimentales du déplacement effectué par des microbilles de $1 \mu\text{m}$ de diamètre en solution au cours d’intervalles de temps de 33 ms . (b) Régression linéaire appliquée à une série de mesures du carré des déplacements effectués par ces mêmes billes au cours de différents intervalles de temps. (extrait de [4])

caractère négligeable des effets inertiels. Sa valeur dépend par contre à la fois de la taille de la particule, de la viscosité du milieu et bien entendu de la température.

Si l’on s’intéresse maintenant non plus aux déplacements unitaires de la particule mais au suivi temporel de sa position à partir d’une condition initiale $\vec{r}(t=0) = \vec{r}_0$, rien ne permet de prévoir de manière déterminée la position de la particule à un instant t , $t > 0$. Tout au plus peut-on établir sa probabilité de présence à la position \vec{r} à l’instant t [1, 3] :

$$\mathcal{P}(\vec{r}, t | \vec{r}_0) = \frac{1}{(4\pi\mathcal{D}_t t)^{d/2}} \exp\left(-\frac{|\vec{r} - \vec{r}_0|^2}{4\mathcal{D}_t t}\right) \quad (1.11)$$

On retrouve la même loi de probabilité que pour les petits déplacements considérés précédemment, ce qui traduit l’invariance d’échelle de ce modèle mathématique (qui n’est valable physiquement qu’à partir du moment où le comportement balistique de la particule devient négligeable) [3].

Ainsi, plus le temps s’écoule, plus il y a de chance que la particule se soit éloignée de sa position initiale. Cela est d’autant plus vrai que la valeur du coefficient de diffusion est élevée. De ce résultat statistique découle tout de même une loi importante permettant de caractériser la valeur moyenne du carré du déplacement de la particule [1, 3] :

$$\langle |\vec{r}(t)|^2 \rangle = 2d\mathcal{D}_t t \quad (1.12)$$

où d désigne toujours le nombre de dimensions de l’espace dans lequel a lieu le mouvement considéré.

La **Figure 1.4** illustre la distribution gaussienne de probabilité de déplacement de particules en solution pour un intervalle de temps fixé. La variance de la distribution permet de déduire le coefficient de diffusion des particules. Il est aussi possible d’obtenir la valeur de ce coefficient en opérant une régression linéaire à partir du suivi temporel du carré du déplacement des particules. Enfin, la **Figure 1.5** fournit une illustration graphique d’un phénomène de diffusion bidimensionnel.

Notons également que les particules considérées jusqu’ici sont supposées sphériques. Dans le cas de particules de forme anisotrope, la particule ne présente pas le

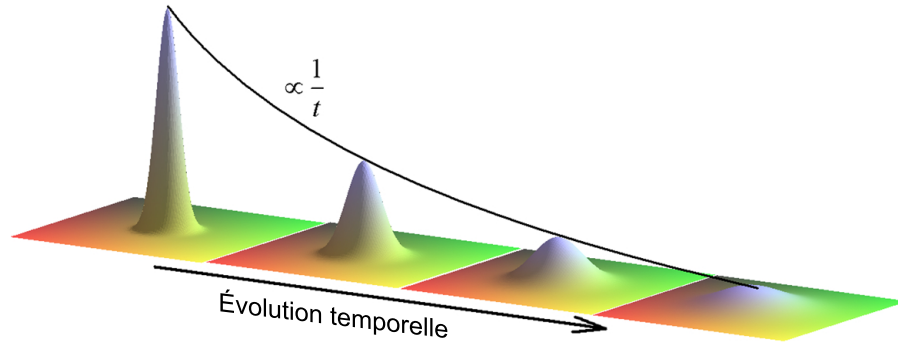


FIGURE 1.5 – Représentation graphique de l'évolution temporelle de la probabilité de présence d'une particule soumise à un mouvement de diffusion brownien bidimensionnel autour de sa position initiale. (extrait de [5])

même coefficient de frottement selon la direction de translation considérée. Le coefficient de diffusion de la particule dépend alors de la direction dans laquelle s'effectue le mouvement par rapport au référentiel de la particule. Cela conduit à un mouvement brownien plus complexe, faisant apparaître un couplage entre translation et rotation [6, 7].

1.1.5 Spécificité du mouvement brownien en rotation

Bien que l'on ait souvent tendance à l'oublier lorsque l'on étudie le mouvement de particules sphériques, tout objet en suspension colloïdale subit un mouvement de diffusion brownien non seulement en translation mais aussi en rotation. De même que son mouvement de translation est caractérisé par un certain coefficient de diffusion $\mathcal{D}_t = k_B T / \gamma_s$, une bille en suspension dans un milieu visqueux se voit aussi attribuer un coefficient de diffusion en rotation $\mathcal{D}_r = k_B T / \gamma_r$, où γ_r désigne le coefficient de frottement en rotation de la bille au sein du milieu environnant [7].

On doit l'exploration de la théorie de ce mouvement brownien particulier à Francis Perrin qui, dans les années 1920 et 1930, a abouti à un certain nombre de résultats mathématiques nécessaires à la compréhension du phénomène physique [8]. Notamment en ce qui concerne le mouvement d'objets de forme anisotrope [6]. À partir de l'étude de particules ellipsoïdales, il lui a été possible de montrer que l'asymétrie d'un objet en suspension introduit dans son mouvement brownien un certain couplage dissipatif entre translation et rotation. En effet, cette asymétrie donne lieu à des coefficients de frottement différents selon l'axe de l'ellipsoïde considéré, aussi bien en translation qu'en rotation. Si ces grandeurs sont découplées dans le repère local de l'objet, ce dernier décrit dans le repère global du champ d'observation un mouvement qui dépend fortement de son orientation à chaque instant. Ces différents coefficients de diffusion et ce couplage entre translation et rotation aboutissent alors à la génération d'un mouvement complexe, mettant en jeu des effets « mémoire » directionnels à différentes échelles temporelles qu'il est important de bien appréhender pour analyser correctement ce mouvement. Pour plus de précision sur ce sujet, nous incitons fortement les lecteurs curieux à se reporter à l'article de Y. Han *et al.* [7] qui a le mérite d'aborder les différents aspects de la question de façon concise.

Toujours est-il que si les bases mathématiques qui décrivent le mouvement brownien de rotation datent de la première moitié du XX^{ème} siècle, l'observation et l'analyse expérimentales en sont beaucoup plus tardives. En effet, il a fallu attendre les progrès relativement récents en matière de synthèse colloïdale et de vidéo-microscopie pour être à même d'observer la rotation d'objets microscopiques avec des résolutions spatiale et temporelle suffisantes.

Le simple fait de pouvoir observer « spatialement » au microscope la rotation d'un objet n'est pas aussi évident que lorsqu'il s'agit d'observer sa translation. Cela implique une brisure de symétrie permettant de repérer l'orientation angulaire de l'objet à chaque instant. Une première solution consiste à marquer un point ou une zone particulière à la surface de l'objet par l'intermédiaire d'un fluorophore ou bien d'un traitement de surface localisé (comme dans le cas de particules « Janus ») [9,10]. Néanmoins, la solution la plus directe reste probablement l'étude d'objets de forme asymétrique [11–14], notamment lorsque l'on s'intéresse à un mouvement plan [7].

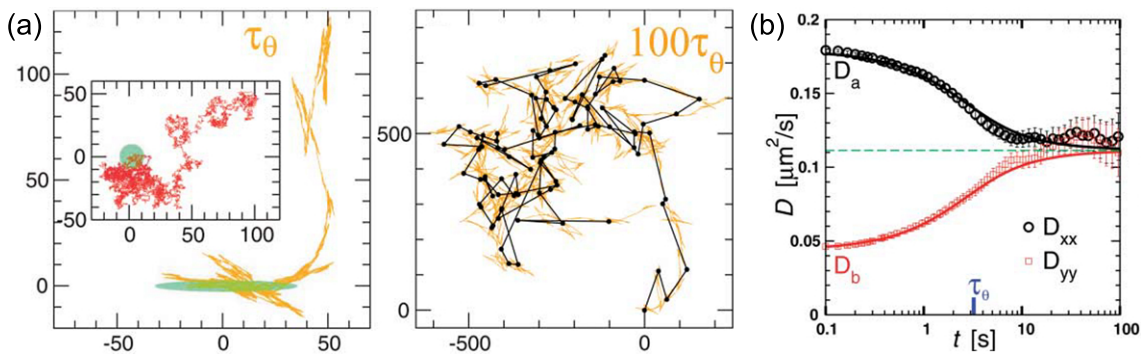


FIGURE 1.6 – Analyse du mouvement brownien bidimensionnel d'une particule ellipsoïdale. (a) Trajectoires de la particule sur des intervalles de temps respectivement égaux à une et cent fois la durée du temps caractéristique de diffusion en rotation. Alors que sur un temps court la diffusion en translation de la particule est fortement anisotrope, elle tend à redevenir isotrope sur un temps plus long. Pour comparaison, l'insert représente la diffusion isotrope d'une particule sphérique. (b) Évolution en fonction de la durée des intervalles d'échantillonnage temporel des deux coefficients de diffusion en translation mesurés respectivement selon un axe parallèle ou perpendiculaire à celui de la particule. (extrait de [7])

D'autre part, l'aspect temporel joue aussi un rôle primordial dans la complexité du mouvement de rotation brownien. Il faut être capable de suivre les déplacements angulaires de l'objet étudié de manière suffisamment résolue temporellement pour être sûr que l'hypothèse de l'observation de petits déplacements angulaires soit vérifiée. Sans quoi la perte de l'effet « mémoire » directionnel ne permet que la mesure d'un coefficient de diffusion moyenné, comme le montre la **Figure 1.6** [7]. Ce coefficient peut même être faussé si l'intervalle de temps entre deux observations se rapproche ou dépasse le temps mis par l'objet à effectuer une rotation complète autour de lui-même.

1.1.6 Forces électrostatiques et stabilité d'une suspension colloïdale

Outre les interactions entre particules en suspension et molécules du milieu de dispersion, il arrive que les particules arrivent également à proximité d'interfaces solides au cours de leur diffusion brownienne. Cela se produit lorsque les trajectoires de deux particules se croisent, ou lorsqu'une particule rencontre une quelconque paroi, comme par exemple la surface du récipient contenant la solution. Les interactions entre surfaces sont alors principalement de nature électrostatique. Elles sont constituées d'une part par les forces de Van der Waals, attractives, et par les forces de répulsion électrostatique d'autre part [1, 15].

Dans le cas de particules en solution, l'existence des forces de Van der Waals repose principalement sur les interactions de London [1, 15]. Comme le montre la **Figure 1.7**, celles-ci sont le fait de dipôles induits qui se forment naturellement au niveau des atomes ou molécules constituant chacune des deux interfaces lorsque ces dernières se trouvent à proximité l'une de l'autre. Même si ces interactions sont partiellement cumulatives lorsqu'un grand nombre d'atomes se font face, les forces attractives qui en résultent restent globalement de faible portée. En effet, bien qu'élevée à très courte distance, leur intensité décroît fortement dès que la distance entre les surfaces augmente [1, 15].

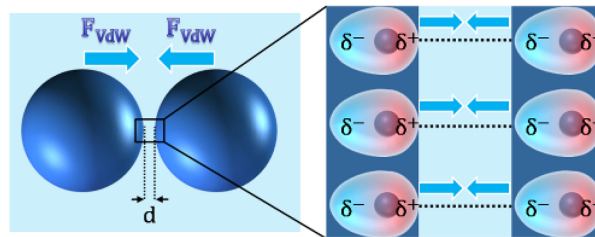


FIGURE 1.7 – Représentation schématique des forces attractives de Van der Waals entre deux particules non chargées. Ces forces sont principalement dues aux interactions de London qui ont lieu entre dipôles induits correspondant à chaque atome à la surface des particules. (extrait de [1])

Les forces de répulsion électrostatique, quant à elles, sont dues à l'apparition de charges de surface au niveau de chaque interface solide plongée dans un milieu polaire tel que l'eau. Pour équilibrer ces charges surfaciques, se forme au contact de la surface une couche d'ions de charge opposée (contre-ions) appelée couche de Stern. Ce modèle faisant intervenir deux couches de charges opposées de part et d'autre de l'interface est appelé modèle de la double couche électrique [1].

Toutefois, la couche de Stern ne parvient généralement à équilibrer qu'en partie les charges de surface. À ce modèle simple vient donc s'ajouter un gradient de concentration en espèces ioniques à proximité de l'interface, formant ainsi une couche diffuse supplémentaire représentée sur la **Figure 1.8** [1, 15]. Sous l'effet conjugué du potentiel électrique de l'interface et de la diffusion des ions en solution, la variation de concentration en contre-ions à proximité de l'interface croît exponentiellement, tandis que se forme une zone de déplétion en ions de charge opposée (co-ions). Cette

couche diffuse crée alors un certain champ électrostatique sur une zone dont l'étendue est caractérisée par la longueur de Debye [1, 15] :

$$\kappa = \sqrt{\frac{2e^2 N_A z^2 C}{\varepsilon_0 \varepsilon k_B T}} \quad (1.13)$$

où e désigne la charge élémentaire de l'électron, N_A le nombre d'Avogadro, z la valence, c'est-à-dire le nombre de charges élémentaires des ions considérés, C leur concentration loin de toute interface, ε_0 la permittivité de vide et ε la constante diélectrique du milieu de dispersion.

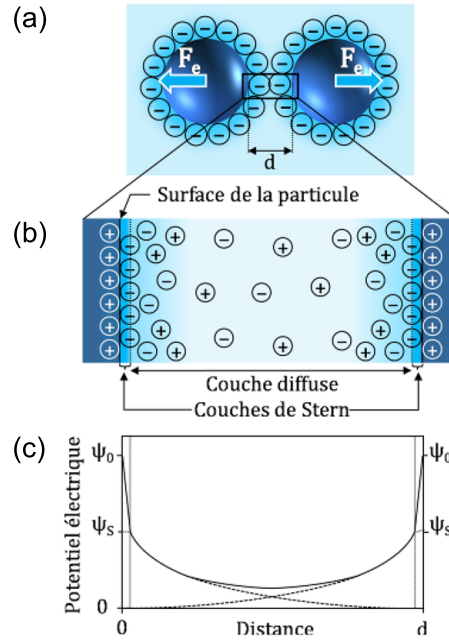


FIGURE 1.8 – (a) Représentation schématique de la répulsion électrostatique entre deux particules identiques due au recouvrement de leurs doubles couches électriques. (b) Représentation schématique des doubles couches électriques des particules faisant intervenir la couche de Stern suivie d'une couche diffuse. (c) Distribution du potentiel électrique entre les deux surfaces. (extrait de [1])

Lorsque deux interfaces arrivent à proximité l'une de l'autre, le recouvrement des champs électrostatiques créés par chacune des couches diffuses engendre une force de répulsion électrostatique [1, 15]. Le rayon d'action de cette force dépend directement de la longueur de Debye de chacune des couches diffuses, et donc de la concentration ionique de la solution. Une eau purifiée permettra d'obtenir une longueur de Debye plus grande qu'une eau riche en ions [1, 15].

La théorie de Derjaguin-Landau-Verwey-Overbeek, dont le nom est généralement abrégé en théorie DLVO, rassemble ces deux types d'interactions, de double couche électrique et de Van der Waals, au sein d'une seule et même énergie totale d'interaction [1, 15] :

$$W = W_{DCE} + W_{VdW} \quad (1.14)$$

Comme on peut le constater sur la **Figure 1.9**, cette énergie fait apparaître une barrière de potentiel lors de l'approche des deux surfaces. Si la force de répulsion

électrostatique est suffisamment grande, ou du moins si son rayon d'action est suffisamment grand, cette barrière de potentiel est assez élevée pour empêcher tout contact entre les deux surfaces. Au contraire, si la hauteur de la barrière de potentiel s'abaisse jusqu'à approcher la valeur de l'énergie thermique de la particule (de l'ordre de $k_B T$), les surfaces sont alors susceptibles d'entrer en contact sous l'impulsion de leur agitation thermique. Or, à très faible distance, les forces de Van der Waals deviennent prépondérantes et entraînent la coagulation, c'est-à-dire l'agrégation par adsorption des deux particules, ou de la particule sur la paroi [1, 15].

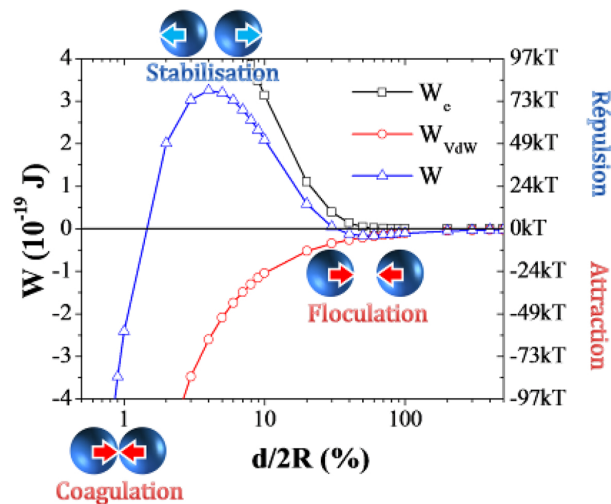


FIGURE 1.9 – Énergie totale d'interaction de deux particules d'or de 100 nm de diamètre en suspension dans l'eau en fonction de la distance inter-particule normalisée. La courbe d'énergie d'interaction totale (en bleu) représente la somme des courbes des potentiels attractif de Van der Waals (en rouge) et répulsif de double couche électrique (en noir). (extrait de [1])

Pour être stable, une solution colloïdale ne doit pas permettre la coagulation des particules en suspension, ni leur adsorption sur les parois du récipient par exemple. Ce sont donc les forces de répulsion électrostatique qui assure sa stabilité : celles-ci doivent avoir un rayon d'action suffisant pour maintenir une barrière de potentiel à distance intermédiaire de chaque interface. Pour cela, il est nécessaire d'avoir recours à une phase dispersion de faible concentration ionique [1, 15]. Au-delà d'une certaine concentration seuil en électrolyte, la suspension devient instable et les particules coagulent entre elles. Il est cependant possible d'avoir recours à des agents tensioactifs, ou surfactants, dont les molécules s'adsorbent à la surface des particules. Cela permet de modifier les propriétés surfaciques des particules en solution, notamment leur charge surfacique [15].

1.2 Piégeage et manipulation d'objets uniques

1.2.1 Des pinces sans contact

L'étude des dispersions colloïdales peut suivre deux approches complémentaires : une approche « large échelle », qui s'intéresse à l'ensemble d'une population de par-

ticules en suspension, ou au contraire une approche à l'échelle de l'objet unique, qui se focalise sur l'étude d'un unique élément en suspension. La première est toute indiquée lorsque l'on s'intéresse aux propriétés statistiques concernant un échantillon de solution colloïdale, ou encore lorsque l'on veut opérer un tri au sein de l'ensemble des objets en suspension. Elle peut se décliner soit à l'échelle macroscopique en prenant comme objet d'étude la solution colloïdale dans son ensemble à un instant donné (granulométrie laser, diffusion dynamique de la lumière), soit à l'échelle microscopique grâce au balayage rapide mais séquentiel des objets en suspension (cytométrie en flux).

Toutefois, c'est la seconde approche qui nous intéressera dans le cadre de cette thèse. En effet, il est parfois souhaitable de se focaliser sur un seul élément, afin d'étudier de plus près ses propriétés physiques par exemple, ou encore de le manœuvrer pour s'en servir de micro-outil. Nous allons voir qu'il peut également être intéressant d'assembler un petit nombre d'objets, que ce soit de manière réversible ou non. Mais pour arriver à de telles prouesses, cela nécessite de pouvoir isoler, positionner, orienter, ou de manière générale contrôler le mouvement d'objets en suspension. Afin de pallier ce problème, des techniques récentes, souvent connues sous le nom de « pinces », permettent de restreindre l'agitation thermique de l'objet d'étude afin de les confiner dans un « piège » dont l'étendue spatiale, restreinte, est parfaitement définie. Ces techniques mettent avantagement en œuvre des interactions dites « sans contact », qu'elles soient de nature hydrodynamiques, acoustiques, diélectrophorétiques, optiques ou encore magnétiques, afin de créer des puits de potentiels capables d'attirer et garder en leur centre des objets en suspension de façon la moins invasive, c'est-à-dire perturbatrice, possible.

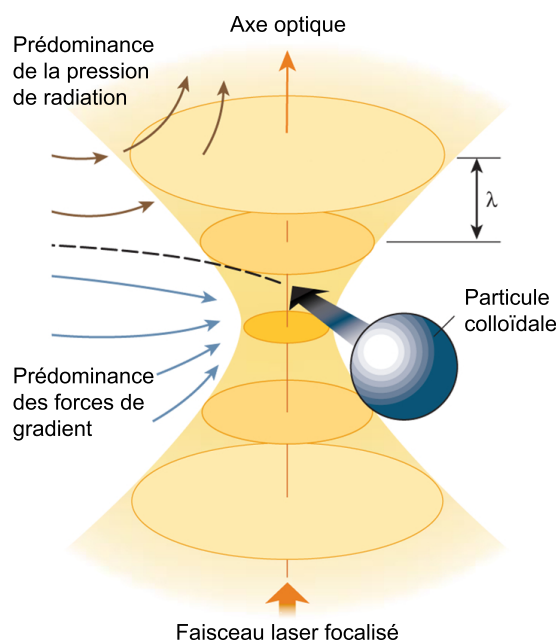


FIGURE 1.10 – Représentation schématique d'une pince optique en champ lointain. Le piège optique se situe juste au-dessus du point focal d'un faisceau laser fortement focalisé. (extrait de [16])

La liste d'applications citées ci-après, qui est loin d'être exhaustive, tirent parti de pinces dites « optiques » puisque leur principe de fonctionnement repose sur l'utilisation de forces optiques. La **Figure 1.10** présente la configuration la plus commune de pince optique, qui consiste en un faisceau laser fortement focalisé. Le fort gradient du champ électromagnétique autour du point focal est alors capable d'exercer une force d'attraction sur les objets en suspension passant à proximité. Le propos de ce paragraphe n'étant que la mise en perspective des enjeux liés à l'étude d'objets uniques, nous nous focaliserons ici sur les applications qui découlent de la possibilité d'isoler et de manipuler à l'échelle individuelle un objet en suspension. Néanmoins, nous reviendrons plus en détails sur l'origine des forces optiques par la suite, dans la mesure où elles sont au cœur de cette thèse.

1.2.2 Caractériser un objet isolé

Fondamentalement, étudier un unique objet microscopique voire nanoscopique au sein d'une dispersion colloïdale, ou plus généralement d'une solution contenant divers corps solides en suspension, n'est pas une chose aisée. Cela implique d'une part d'avoir recours à une technique de microscopie, et d'autre part d'arriver à isoler le signal provenant de l'objet. Mais ce second point est particulièrement critique du fait du mouvement brownien de tout objet en suspension. En l'absence de toute interaction extérieure, il est donc nécessaire de suivre temporellement les déplacements aléatoires de l'objet observé, mais aussi de filtrer les perturbations éventuelles des autres objets en présence, également en mouvement au sein de la solution.

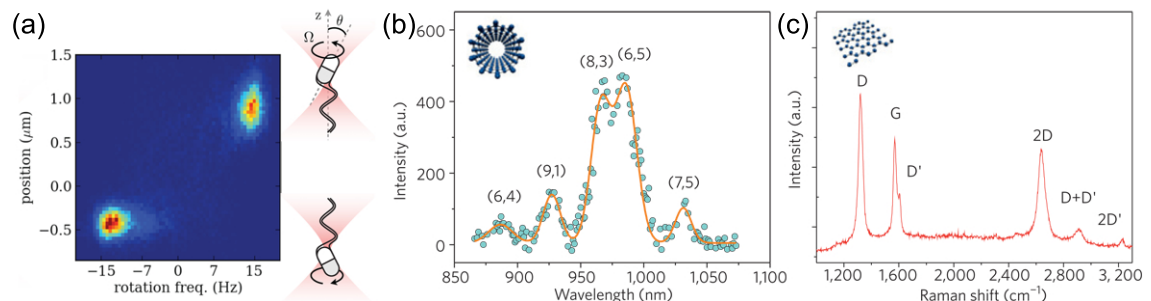


FIGURE 1.11 – (a) Étude à l'aide d'une pince optique du mouvement de propulsion flagellaire d'une bactérie. (extrait de [17]) (b) Spectre d'émission par photoluminescence de nanotubes de carbone simple-feuillet (« SWNT ») et (c) spectre Raman d'un feuillet de graphène en suspension isolés à l'aide d'une pince optique. (extrait de [18])

L'utilisation de « pinces sans contact » permet cependant de restreindre l'agitation thermique de l'objet étudié afin de l'isoler et de le maintenir en position. Il est alors possible d'opérer des mesures variées sur l'objet piégé, comme en témoigne la **Figure 1.11**. Des mesures dimensionnelles par exemple, comme la détermination précise du diamètre d'une nanoparticule [19,20] ou la longueur d'un brin d'ADN [21]. On peut également envisager de sonder les propriétés optiques ou magnétiques de nanoparticules, de leur indice de réfraction à leur susceptibilité magnétique [22], en passant par leurs propriétés d'absorption ou d'émission de lumière [18,23]. Des telles

expériences peuvent aussi être menées sur des éléments biologiques tels que des virus afin de les caractériser ou même de les discriminer [24].

Pour ce qui est du domaine de la chimie, on peut citer l'exemple de la mesure des forces électrostatiques répulsives empêchant une nanoparticule d'être adsorbée sur une paroi [25]. Mais surtout la possibilité d'effectuer des mesures de spectroscopie Raman sur des objets uniques en suspension [18,26–32]. Concernant les travaux dans le domaine de la biologie, on trouve également de nombreux travaux par exemple sur l'étude de la motilité de chromosomes [33] ou de bactéries comme en témoigne la **Figure 1.11**, de façon à mieux caractériser leur mouvement et son origine [17,34,35], ou alors simplement pour attester de la viabilité de bactéries [36].

Enfin, l'action d'une pince sans contact peut également servir à appliquer une contrainte mécanique sur l'objet piégé, comme le montre la **Figure 1.12**. Il s'agit le plus souvent d'une contrainte statique, dont le but peut être d'induire une déformation pour quantifier l'élasticité d'objets tels que des hématies [37–39] ou des vésicules [40], ou encore un changement de conformation spatiale comme par exemple dans le cas d'une protéine [41] ou d'un brin d'ADN [42].

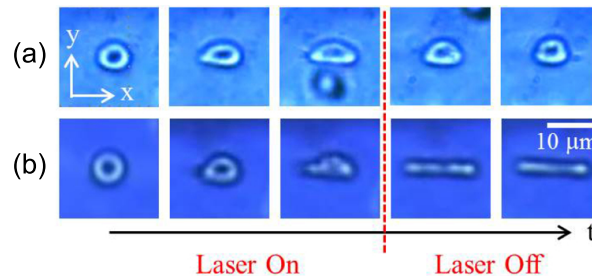


FIGURE 1.12 – Séquences d'images réalisées lors de tests de déformabilité de cellules hématiques opérés à l'aide de fibres optiques. (a) Si la contrainte appliquée reste en dessous d'un certain seuil ($P_{laser} = 55 \text{ mW}$), la déformation est réversible. (b) Au-delà de ce seuil ($P_{laser} = 70 \text{ mW}$), la déformation subie par la cellule est irréversible. (extrait de [39])

1.2.3 Déplacer, orienter et assembler des objets

Au-delà de la possibilité de maintenir en position des objets piégés en suspension, les pinces sans contact offrent également la possibilité de déplacer et de positionner ces objets. Cela permet dans certains cas d'éloigner un objet comme une cellule pour l'isoler ou dégager une zone d'observation [43,44]. Cela permet aussi de l'amener à un endroit précis. On recense ainsi diverses expériences visant par exemple à déposer un nanofil sur une membrane cellulaire [45] ou introduire une nanoparticule d'or à l'intérieur d'une cellule [46], comme le montre la **Figure 1.13**. Il est également possible de faire adhérer une cellule sur une paroi [47] ou d'amener au contact des agents pathogènes et des cellules [48] afin d'observer et caractériser les interactions qui en résultent. En ce qui concerne le positionnement angulaire, diverses expériences ont pu démontrer la possibilité d'orienter à volonté des objets tels que des nanofils [49–51], des nanotubes de carbones [52,53], des microtubules [52], de bactéries [54], des hématies [37,55] et autres cellules [56,57]. À titre d'exemple, la **Figure 1.13** illustre un procédé de piégeage basé sur l'utilisation de deux fibres optiques qui

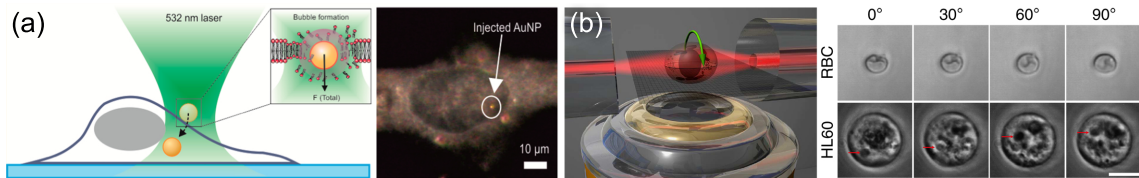


FIGURE 1.13 – (a) Insertion de nanoparticules d'or à travers une membrane cellulaire à l'aide d'une pince optique. (extrait de [46]) (b) Positionnement en rotation d'une cellule (hématie) en suspension à l'aide de deux fibres optiques. (extrait de [55])

permet le contrôle en rotation d'objets en suspension, en l'occurrence des cellules sanguines. Une des applications envisageable d'un tel dispositif est l'observation par tomographie de ces objets [57].

Si l'on dispose de plusieurs objets, il est également possible de positionner ces derniers les uns par rapport aux autres, comme le montre les deux premiers exemples présentés sur la **Figure 1.14**. Une première solution consiste à créer et contrôler plusieurs pièges à la fois, soit sous forme de réseaux [16, 58], soit en adoptant des géométries plus singulières [16, 59, 60]. À condition de disposer d'un piège suffisamment large et performant, la seconde solution consiste à piéger plusieurs objets dans un même piège [61–63]. La mise en présence de différents objets peut alors permettre d'observer leur interaction, qu'il s'agisse d'interactions entre plasmons et excitons [61], de couplage plasmonique [62], d'interactions optomécaniques de type « optical binding » [63, 64], de couplage hydrodynamique [65] ou même d'interactions répulsives entre bactéries [66], pour ne citer que quelques exemples.

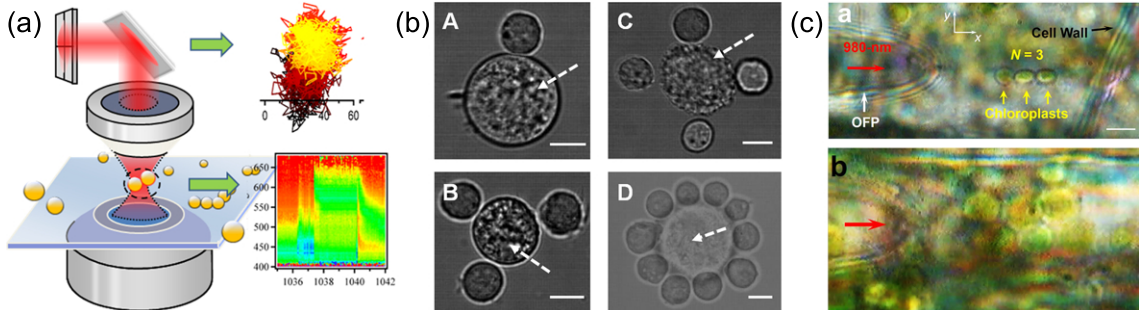


FIGURE 1.14 – (a) Étude à l'aide d'une pince optique des interactions de couplage plasmonique entre deux nanoparticules d'argent piégées simultanément. (extrait de [62]) (b) Assemblages par adhésion de cellules souches en suspension réalisés à l'aide d'une pince optique holographique permettant la manipulation de plusieurs pièges en parallèle. (extrait de [67]) (c) Assemblage intracellulaire de chloroplastes à l'aide d'une pointe de fibre optique en conditions *in vivo*. (extrait de [68])

L'intérêt de rassembler des objets peut également résider dans la possibilité de les assembler [69]. Cet assemblage peut être réversible ou non, organisé ou non, se faire de manière autonome (auto-assemblage) ou contrôlée. Parmi les exemples de réalisations expérimentales, on peut citer la fabrication d'empilement de nanofils [45], l'arrangement en file de bactéries et autres cellules [68, 70, 71], ou même la formation d'agrégats de cellules souches pour simuler un développement embryonnaire [67]. La **Figure 1.14** illustre deux cas d'assemblages d'objets biologiques :

assemblages irréversibles de cellules souches en conditions *in vitro* dans le premier cas, et assemblages temporaires de chloroplastes en conditions *in vivo* dans le second cas.

1.2.4 Manipulation tridimensionnelle de sondes et autres micro-outils

Enfin, la manipulation contrôlée d'objets de petites tailles peut être vue comme un moyen de développer et d'actionner des outils miniatures. Ces objets piégés « utiles » peuvent prendre plusieurs formes. Dans le cas le plus commun, il s'agit d'une bille, une simple microsphère piégée dont la position est contrôlée par l'intermédiaire du piège. Cette bille peut en premier lieu servir de sonde locale, comme on peut le voir sur la **Figure 1.15**. On parle alors de microscopie à force photonique (« Photonic Force Microscopy », ou PFM en anglais) [72, 73]. Des expériences ont démontré par exemple qu'une bille piégée pouvait servir à sonder le champ proche optique [74, 75] ou la topographie d'une surface [74, 76–78], à mesurer localement le pH [79], la viscosité [80–83], ou même des vibrations hydrodynamiques [34] dans un milieu liquide, à caractériser la mobilité de protéines membranaires [84], à accroître un signal Raman [85, 86] ou encore détecter la présence d'éléments en solution [87]. Notons que ce dernier exemple fait appel directement à un virus pour jouer le rôle de sonde, là où des micro- ou nanoparticules sphériques de différents matériaux, parfois fonctionnalisées, sont utilisées dans les autres travaux.

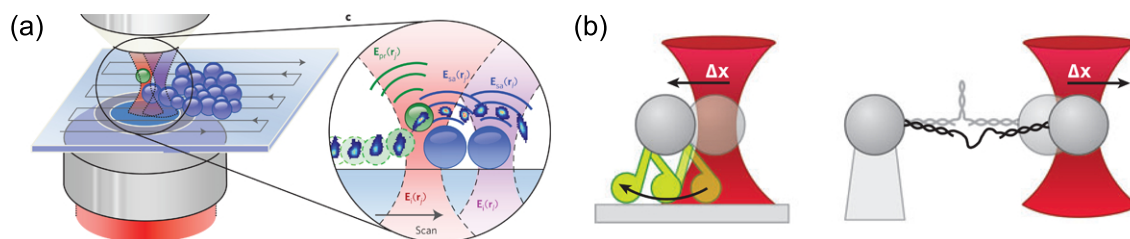


FIGURE 1.15 – (a) Représentation schématique d'une bille manipulée à l'aide d'une pince optique et utilisée comme sonde de microscopie à force photonique. (extrait de [78]) (b) Représentations schématiques d'expériences visant à mesurer des forces à l'échelle moléculaire, comme par exemple la force exercée par un moteur moléculaire (à gauche), ou encore la force nécessaire à la dénaturation de brins d'ADN (à droite). (extrait de [88])

Par ailleurs, des microbilles piégées sont couramment utilisées comme « poignées », une fois attachée à un objet souvent plus petit, plus fragile ou de forme complexe comme représenté schématiquement sur la **Figure 1.15**. En effet, le recours à une microbille dont la géométrie et la taille sont parfaitement connues et dont la manipulation est aisée peut parfois s'avérer un choix judicieux. Cette stratégie a fait ses preuves notamment dans la manipulation de cellules vivantes [89, 90] ou dans l'étude de l'ADN, de moteurs moléculaires et bien d'autres molécules [91–94], parfois même en conditions *in vivo* [93]. On peut ainsi mentionner la possibilité de déplier ou replier des protéines pour modifier leur conformation spatiale [94], d'étirer ou dénaturer (c'est-à-dire de délier et séparer) des brins d'ADN [88, 91], de déplier

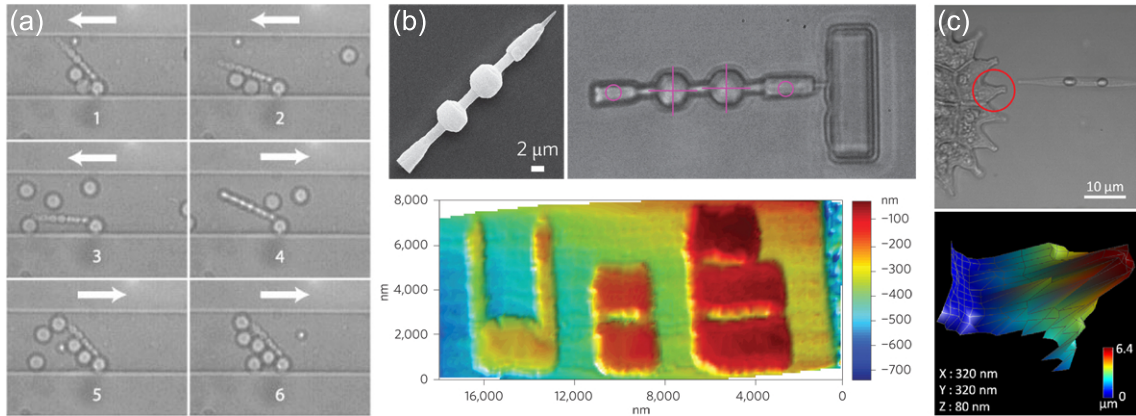


FIGURE 1.16 – (a) Micro-vanne fabriquée à l'aide de microbilles soudées permettant de retenir les microbilles les plus grosses dans un sens d'écoulement. La partie sphérique assurant la rotation est maintenue en position à l'aide d'une pince optique. (extrait de [97]) (b) Micro-sonde réalisée par lithographie à deux photons permettant de cartographier le relief de parois verticales inaccessibles pour un microscope à force atomique (AFM) classique. La sonde est manipulée à l'aide de deux pièges optiques au niveau des zones coniques. (extrait de [98]) (c) Selon un principe similaire, il est possible d'imager des objets en suspension, comme des cellules par exemple. (extrait de [99])

et étendre des filaments de chromatines [95], ou encore d'étudier les phénomènes de friction entre deux filaments d'actine [96].

En plus de microbilles, les pinces sans contact sont également utilisées pour manipuler des micro-outils plus complexes, comme en témoigne la **Figure 1.16**. Cela peut se traduire par l'action synchronisée de plusieurs billes utilisées par exemple comme moyen de préhension pour se saisir d'un objet en suspension [100], ou bien de manière à former une micro-pompe au sein d'un dispositif microfluidique [97]. On peut aussi tirer parti d'une propriété spécifique d'un matériau, telle que sa biréfringence, pour exercer sur une cible une action souhaitée, un couple par exemple [101]. Dans certains cas, il s'agit de micro-outils composés de différents éléments, de microbilles et de brins d'ADN assemblés par exemple [102]. Enfin, de nombreux travaux se basent également sur l'utilisation d'objets de forme complexe, conçus à la fois pour remplir une tâche et être manœuvrés de manière spécifique. Ces outils en suspension peuvent être destinés à diverses applications. On trouve ainsi parmi ces micro-outils des sondes [98, 99, 103], des guides d'ondes [103], des vannes microfluidiques [97] ou encore des microrotors [104, 105].

1.3 Les forces optiques de champ proche

Le succès des pinces optiques n'est plus à démontrer en matière de piégeage et manipulation d'objets uniques, mais aussi de mesure de forces de très faible intensité. Ce succès est en grande partie dû aux pinces optiques en champ lointain (« far-field optical tweezers » en anglais), à l'image de celle présentée sur la **Figure 1.10**, qui ont permis de relever un nombre important de défis pour l'exploration du monde microscopique. Il existe cependant certains cas pour lesquels ce type de pinces sans

contact s'avère peu adapté, voire incapable de répondre au besoin. Parmi les inconvénients de ces pinces optiques, on trouve tout d'abord certaines limitations liées à ce que l'on appelle la limite de diffraction. Celle-ci nous empêche de focaliser en un point infiniment petit une onde lumineuse propagative. Impossible donc de réduire à moins de quelques centaines de nanomètres (ordre de grandeur de la longueur d'onde) le diamètre d'un piège optique en champ lointain. En résulte une relation directe, proportionnelle, entre puissance laser et intensité des forces optiques. Cela pose alors problème lorsqu'il s'agit de piéger des objets nanométriques et/ou biologiques, ce qui requiert bien souvent une puissance laser si élevée qu'elle entraîne soit la détérioration de la cible, soit l'échauffement voire l'ébullition du milieu environnant. En outre, les pinces optiques en champ lointain souffrent d'une consommation énergétique souvent élevée du fait de la puissance laser requise pour le piégeage, ainsi que d'un dispositif expérimental onéreux et encombrant.

Toutes ces problématiques sont particulièrement présentes dans le domaine de la microfluidique, qui s'attache à développer des solutions technologiques fondées sur l'utilisation de faibles quantités de fluides. Notamment à travers l'élaboration de laboratoires-sur-puce (« lab-on-a-chip » en anglais), dont les objectifs de miniaturisation vont de pair avec l'étude et la manipulation d'objets microscopiques, voire nanoscopiques, souvent d'origine biologiques. La miniaturisation des pinces optiques et leur intégrations au sein de dispositifs embarqués suscite donc encore de nombreuses attentes. Nous allons voir dans la fin de ce chapitre en quoi l'étude des forces optiques de champ proche peut apporter un certain nombre de solutions dans ce domaine.

1.3.1 Origine physique et aspects théoriques

Pour commencer, rappelons que les forces optiques tirent leur origine de l'interaction mécanique entre lumière et matière. Une explication simple consiste à partir du principe fondamental de la dynamique qui établit le lien entre force et variation de quantité de mouvement. Dans le cas d'un photon rencontrant une particule isolée, celui-ci est soit réfléchi, absorbé, ou diffracté du fait de la nature également ondulatoire de la lumière. Dans chacun de ces cas, la quantité de mouvement du photon subit une modification de direction et/ou d'amplitude, ce qui a pour conséquence d'appliquer une force \vec{F}_{opt} à la particule [106, 107] :

$$\vec{F}_{opt} = \frac{d\vec{p}}{dt}, \quad \vec{p} = \hbar\vec{k} \quad (1.15)$$

avec \hbar la constante de Planck réduite et \vec{k} le vecteur d'onde associé au photon. Cette relation traduit la conservation de l'énergie du système composé du photon et de la particule.

En pratique, il faut considérer la variation de la quantité de mouvement du champ électromagnétique total. Le calcul de la force exercée par le champ électromagnétique sur la particule se fait alors à partir du tenseur de contrainte de Maxwell $[T_{ij}]$ qui représente la densité de quantité de mouvement du champ. Ce tenseur peut s'écrire

d'après la définition proposée par Minkowski sous la forme [106–108] :

$$[T_{ij}] = \left[\varepsilon_m \varepsilon_0 E_i E_j^* + \mu_m \mu_0 H_i H_j^* - \frac{1}{2} \delta_{ij} (\varepsilon_m \varepsilon_0 E_k E_k^* + \mu_m \mu_0 H_k H_k^*) \right] \quad (1.16)$$

où ε_m et μ_m désigne respectivement la permittivité et la perméabilité relative du milieu environnant, ε_0 et μ_0 celles du vide, E et H respectivement le champ électrique et le champ magnétiques. La notation $*$ désigne quant à elle le complexe conjugué de la grandeur marquée.

L'effort que subit la particule se calcule ensuite de façon rigoureuse en intégrant le flux de quantité de mouvement à travers une surface fermée S englobant la particule [106–108] :

$$\langle \vec{F}_{opt} \rangle = \frac{1}{2} \Re e \left(\oint_S T_{ij} \vec{n}_j dS \right) \quad (1.17)$$

avec \vec{n}_j le vecteur normal à la surface pointant vers l'extérieur. Les chevrons $\langle \dots \rangle$ font référence à la valeur moyenne sur une période temporelle d'oscillation de la grandeur désignée et $\Re e(\dots)$ à sa partie réelle.

Cette méthode de calcul rigoureuse ne fournit cependant pas de formulation simple et pratique permettant d'appréhender facilement les phénomènes liés aux forces optiques. Pour cela, on distingue souvent la contribution conservative de la contribution non-conservative des forces optiques, la première étant connue sous le nom de force de gradient et la seconde sous le nom de force de pression de radiation. En règle générale, notamment pour des particules diélectriques dans un milieu de faible indice optique, les forces de gradient sont attractives, tandis que la pression de radiation donne lieu à des forces de propulsion. Pour des raisons pratiques, pour la réalisation d'un piège optique localisé nécessite le recours à l'action des forces de gradient. À l'inverse, la pression de radiation est le plus souvent sollicitée pour la manipulation optique d'objets en suspension.

Dans le cas de particules sphériques, cette distinction s'explique aisément dans le cadre de l'optique géométrique, valide pour des particules de grande taille ($a \gg \lambda$). La **Figure 1.17** présente par exemple le cas d'une particule sphérique située dans un faisceau parallèle dont le profil d'intensité n'est pas constant. Dans le cas opposé, lorsque la taille de la particule est petite par rapport à la longueur d'onde ($a \ll \lambda$), l'approximation dipolaire fournit également un modèle permettant de décomposer les forces optiques entre forces de gradient \vec{F}_{grad} et forces de pression de radiation \vec{F}_{rad} [106–108] :

$$\vec{F}_{grad} = \pi \varepsilon_0 \varepsilon_m a^3 \left(\frac{\varepsilon_p - \varepsilon_m}{\varepsilon_p + 2\varepsilon_m} \right) \vec{\nabla} |\vec{E}_0|^2 \quad (1.18)$$

$$\vec{F}_{rad} = \frac{4}{3} \pi \varepsilon_0 \varepsilon_m k^3 a^6 \left(\frac{\varepsilon_p - \varepsilon_m}{\varepsilon_p + 2\varepsilon_m} \right)^2 |\vec{E}_0|^2 \vec{k} \quad (1.19)$$

avec ε_p la permittivité relative de la particule et \vec{E}_0 l'amplitude moyenne sur une période temporelle d'oscillation du champ électrique complexe $\vec{E} = \vec{E}_0 e^{i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})}$. On parle aussi dans ce cas-là du régime de Rayleigh, puisque cela correspond au modèle de diffusion du même nom.

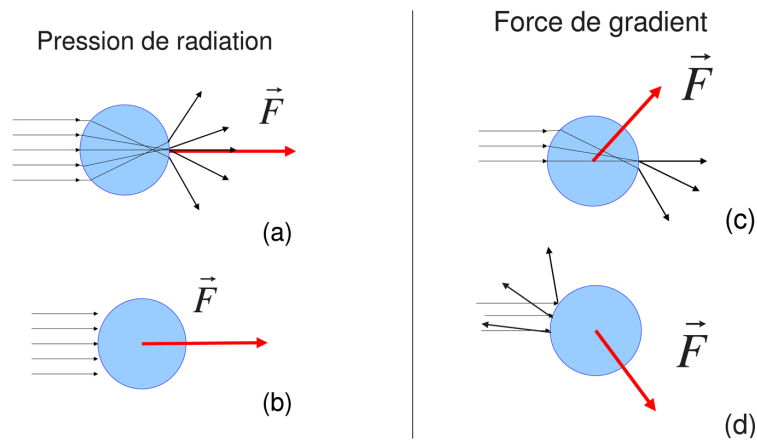


FIGURE 1.17 – Distinction entre forces de pression de radiation et forces de gradient s'appliquant à une particule sphérique illuminée par un faisceau laser. La pression de radiation résulte (a) de la diffusion ou (b) de l'absorption du faisceau. En présence d'un gradient d'intensité du champ électromagnétique apparaît également une composante radiale, appelée force de gradient, dirigée (c) vers le maximum d'intensité dans le cas d'une particule transparente ou (d) vers le minimum d'intensité lorsque la particule est réfléchissante. (extrait de [106])

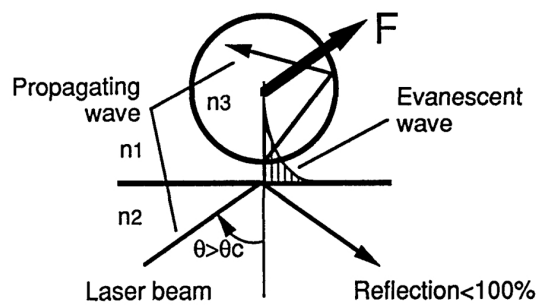


FIGURE 1.18 – Représentation schématique d'une particule interagissant avec une onde évanescente. La diffusion de l'onde évanescente induit une force sur la particule de manière similaire aux ondes en champ lointain. (extrait de [109])

Pour en venir maintenant aux forces optiques de champ proche, celles-ci ont de particulier le fait qu'elles résultent d'ondes électromagnétiques évanescentes, comme représenté schématiquement sur la **Figure 1.18**. Ce type d'onde ne peut exister qu'en présence d'une interface et se caractérise par une décroissance exponentielle de l'amplitude du champ lorsque l'on s'éloigne de cette interface. De plus, la limite de diffraction présente en champ lointain ne s'applique pas aux ondes évanescentes, ce qui offre la possibilité de confiner la lumière à l'échelle sublongueur d'onde selon une, deux, voire les trois dimensions de l'espace. D'un point de vue purement géométrique, les ondes évanescentes permettent ainsi de créer des pièges optiques de plus petite taille, atteignant parfois quelques dizaines de nanomètres de large seulement. De plus, elles donnent naissance à de forts gradients de champ, tels qu'il est impossible d'en obtenir en champ lointain du fait de la limite de diffraction. En résulte alors des forces de gradient accrues par rapport à un piège optique en champ lointain créé par une source lumineuse de même intensité. Les pièges optiques faisant appel aux ondes

évanescentes se révèlent donc particulièrement adaptés pour le piégeage d'objets nanométriques et/ou biologiques. Enfin, comme nous allons le voir par la suite, les forces optiques de champ proche permettent également d'adresser les questions de miniaturisation et d'intégration des pinces optiques sur puce.

1.3.2 Quelques exemples de réalisations expérimentales

La première preuve de l'existence de forces optiques en champ proche a été apportée par S. Kawata et T. Sugiura en 1992 [109]. Comme le montre la **Figure 1.19**, ils ont en effet pu observer le déplacement de microbilles diélectriques sous l'influence de l'onde évanescente produite par la réflexion totale d'un faisceau laser sur une face d'un prisme. On retrouve une configuration expérimentale similaire dans les travaux de T. Cizmar *et al.* [110] et M. Siler *et al.* [111]. Cette fois-ci, deux faisceaux contrapropagatifs sont utilisés pour générer une onde évanescente stationnaire. Il est alors démontré que le comportement de billes interagissant avec l'onde évanescente dépend fortement de leur diamètre, propriété qui est ensuite mise à profit pour la manipulation et le tri des micro- et nanoparticules. Enfin, il est également possible de générer un piège optique en champ proche à l'aide d'un dispositif de microscopie en champ sombre [37, 112].

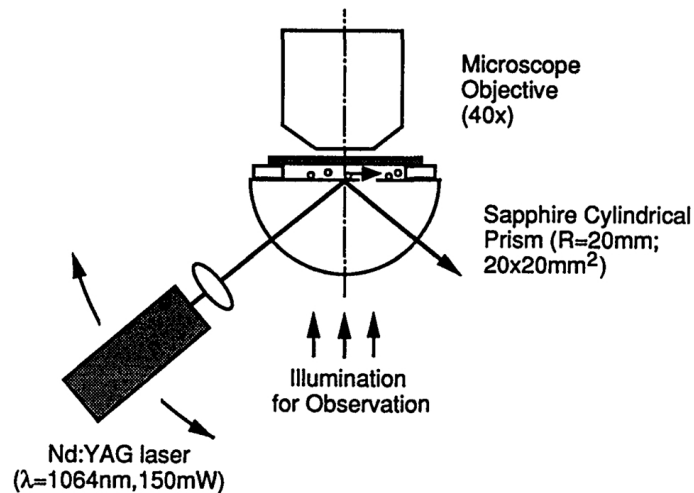


FIGURE 1.19 – *Expérience de S. Kawata et T. Sugiura démontrant la propulsion de microbilles sous l'effet des forces optiques de champ proche. L'onde évanescente à l'origine de ce phénomène est obtenue par réflexion totale d'un faisceau laser à la surface d'un prisme. (extrait de [109])*

Par ailleurs, il est possible de créer des ondes appelées plasmons de surface à l'interface entre un milieu diélectrique et un milieu conducteur, généralement métallique. Il s'agit d'oscillations couplées entre une onde électromagnétique évanescente dans le matériau diélectrique et une oscillation collective des électrons libres (qui forment un plasma, ou autrement dit un « gaz d'électrons libres ») dans le milieu conducteur. Comme l'ont démontré différents travaux [113, 114], l'onde évanescente ainsi créée au niveau d'une interface plane peut alors servir à attirer et manipuler des objets en suspension dans une phase liquide qui joue le rôle de milieu diélectrique.

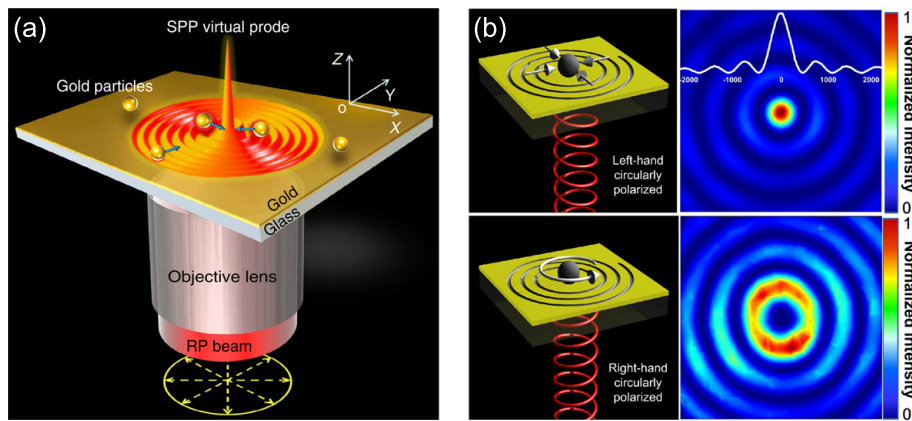


FIGURE 1.20 – (a) Exemple de piège plasmonique créé à la surface d’un film d’or à l’aide d’un faisceau polarisé radialement. (extrait de [60]) (b) Exemples de pièges plasmoniques créés à la surface d’un film d’or par un réseau en forme de spirale d’Archimède. Le faisceau d’excitation est polarisé circulairement. Selon le sens de rotation de la polarisation de l’onde, on observe soit le piégeage stable soit la rotation de la particule. (extrait de [115])

Toutefois, les configurations présentées jusqu’ici ne tirent parti que de la décroissance exponentielle du gradient du champ évanescent pour obtenir des forces optiques plus intenses. Comme nous l’avons vu, le second avantage des ondes évanescentes, tout aussi important sinon plus, réside dans leur capacité à passer outre la limite de diffraction. Cette propriété peut être mise à profit pour structurer en trois dimensions le champ électromagnétique à l’échelle sublongueur d’onde et ainsi réaliser des pièges optiques de taille nanométrique. Pour arriver à un tel résultat, deux stratégies sont envisageables : adapter la phase des ondes évanescentes et structurer la matière à l’échelle sublongueur d’onde. La **Figure 1.20** présente différents travaux qui illustrent la première voie en réalisant des pièges optiques à l’aide de figures d’interférences plasmoniques [51,60,85,115]. Quant à la structuration à l’échelle nanométrique de la matière, cela concerne le domaine de l’optique guidée et/ou intégrée. De nombreux travaux récents explorent ainsi les possibilités offertes par les ondes évanescentes présentes à la surface de structures photoniques ou plasmoniques. Parmi la grande diversité des structures utilisées, on peut mentionner les nanofibres optiques [116–118], les pointes de fibres optiques [59, 119, 120], les résonateurs à modes de galerie [19, 121–124], les guides d’onde intégrés [121, 125–129], les cristaux photoniques [130–132] et cavités à cristaux photoniques [25, 26, 52, 87, 121, 133–140], les plots et antennes plasmoniques [141–145], etc.

Ces deux voies peuvent bien entendu aller de paire, et nombre de travaux combinent les deux approches au sein d’un même dispositif expérimental. Parmi l’ensemble foisonnant des publications scientifiques en relation avec les forces optiques de champ proche, seuls certains résultats à l’état de l’art seront présentés plus en détail par la suite, notamment ceux présentant un intérêt particulier pour la conception de pinces optiques intégrées sur une puce optofluidique.

1.3.3 Piégeage et manipulation sur guides d'onde intégrés

Par définition, un guide d'onde est conçu pour permettre la propagation guidée d'ondes électromagnétiques. Lorsqu'au moins une dimension d'un guide d'onde est de l'ordre de la longueur d'onde ou en-deçà, une partie de l'onde guidée prend la forme d'une onde évanescente située à l'extérieur du guide. Si cette onde évanescente est capable d'attirer et de maintenir dans le champ proche du guide des objets en suspension, elle exerce également sur ces derniers une force de pression de radiation du fait de la propagation de l'onde guidée. Pour cette raison, les guides d'onde sont généralement utilisés comme « convoyeurs optiques », permettant la propulsion guidée de particules en suspension.

Il est toutefois possible de former des pièges optiques à la surface d'un guide d'onde en générant une onde stationnaire confinée à l'intérieur du guide. Celle-ci s'obtient grâce à l'interférence de deux ondes se propageant en sens opposé selon le même mode électromagnétique guidé. Cette interférence donne naissance à une alternance de ventres et nœuds qui conduit au confinement périodique de l'énergie électromagnétique le long du guide. La période p de ce réseau est donnée par la formule :

$$p = \frac{\lambda}{2 n_{eff}} \quad (1.20)$$

où n_{eff} désigne l'indice effectif du mode guidé. Cette répartition périodique de l'énergie se retrouve également au niveau du champ évanescent à la surface du guide, créant ainsi un réseau de pièges optiques en champ proche. Outre la grande stabilité des pièges ainsi obtenus, il est possible de translater avec une grande précision ce réseau de pièges en contrôlant la phase relative des deux ondes contrapropagatives.

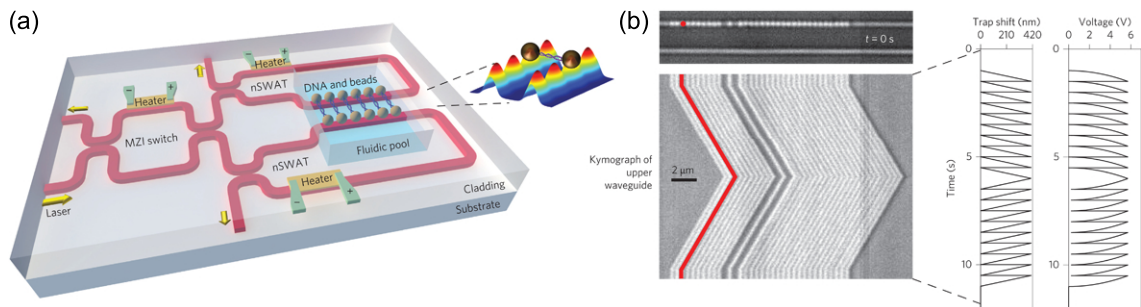


FIGURE 1.21 – (a) Représentation schématique de la puce optofluidique conçue par M. Soltani *et al.*. (b) Kymographe représentant l'évolution temporelle de la position des billes piégées sur le guide. Le contrôle électro-optique de la phase des ondes guidées permet le décalage par itérations successives de la position des pièges, et ainsi le déplacement des billes le long du guide. (extrait de [129])

On doit la démonstration d'un tel dispositif à M. Soltani *et al.* [129], dont la **Figure 1.21** reproduit certains résultats. Le dispositif optofluidique utilisé présente l'avantage de permettre la création d'un grand nombre de pièges optiques sur puce, alignés et positionnés périodiquement de façon rapprochée le long d'un guide (période d'environ 500 nm). Des interféromètres de Mach-Zehnder pourvus de contacts métalliques servent à contrôler la phase et l'intensité des ondes guidées utilisées

pour former l'onde stationnaire. Ce contrôle électro-optique permet de positionner en translation le réseau de piège avec une précision de quelques nanomètres. Toutefois, la réalisation pratique d'un tel réseau de pièges reste une opération relativement complexe et nécessite plusieurs étapes de fabrication critiques. De plus, le faible espacement, non modulable, entre les pièges peut s'avérer problématique pour l'observation microscopique à l'aide de dispositifs intégrés.

1.3.4 Piégeage et manipulation à l'aide de structures résonantes intégrées

Afin d'obtenir des pièges optiques plus localisés et moins consommateurs de puissance laser, il est intéressant de mettre à contribution des phénomènes résonants. L'optique intégrée compte différents types de structures résonantes. On trouve tout d'abord des résonateurs à modes de galerie, dont les plus facilement intégrables sont les disques ou anneaux fabriqués à même la surface d'une puce photonique. Ces structures présentent de bon facteurs de qualité (généralement supérieurs à 10^3 , voire 10^4) mais ne permettent pas d'atteindre un confinement de l'énergie électromagnétique dans un volume de dimensions sublongueur d'onde. Tout au plus, peuvent-ils servir à la détection et au stockage de particules en suspension comme en témoigne la **Figure 1.22** [121, 123, 124].

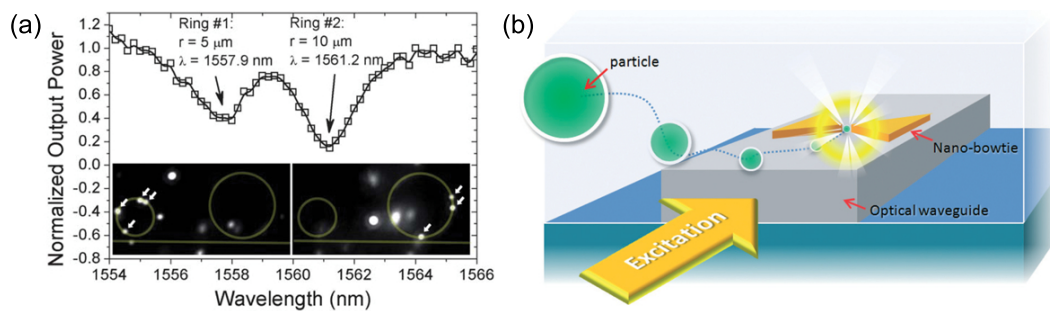


FIGURE 1.22 – (a) Piégeage et stockage de microbilles à l'aide d'anneaux en silicium sur isolant (« SOI ») de différents diamètres. (extrait de [123]) (b) Exemple de nanoantenne plasmonique intégrée sur un guide d'onde en nitrure de silicium. (extrait de [145])

À l'inverse, les nanostructures plasmoniques présentant des résonances localisées peuvent donner lieu à un très fort confinement de la lumière (potentiellement jusqu'à des dimensions atomiques), mais souffrent de facteurs de qualité médiocres, sinon bas (bien inférieur à 10^3) [141]. Malgré des résultats très intéressants en matière de piégeage optique de nano-objets [141, 144], ces structures métalliques présentent l'inconvénient de nécessiter des étapes de fabrications supplémentaires critiques en vue de leur intégration sur puce. Cependant, des travaux récents permettent d'entrevoir des perspectives très encourageantes concernant le développement de nanopinces plasmoniques intégrées semblables à celle représentée sur la **Figure 1.22** [145–147]. Enfin, l'utilisation de matériaux métalliques absorbants induit souvent un échauffement local potentiellement problématique pour le piégeage d'objets biologiques [141].

Les cavités à cristaux photoniques apparaissent alors comme un bon compromis, offrant à la fois d'obtenir un confinement sublongueur d'onde de la lumière et des

facteurs de qualité relativement élevés, typiquement de l'ordre de 10^3 . Comme on peut s'en rendre compte en regardant la **Figure 1.23**, ces cavités peuvent se présenter sous différentes formes. On peut par exemple distinguer celles positionnées au milieu d'un cristal bidimensionnel de celles intégrées à un guide d'onde ruban, ou du moins à une portion de guide. On peut également faire la distinction entre les structures suspendues ou non. D'autre part, certains travaux sont consacrés à des cavités pouvant être qualifiées de « creuses » (« hollow » en anglais) qui présentent la particularité de concentrer l'énergie du mode résonant principalement à l'extérieur de la structure photonique, c'est-à-dire dans le milieu liquide. C'est notamment le cas des cavités percées au milieu d'un cristal photonique [137, 138], ou réalisées au sein d'une tranchée (« slot » en anglais) [20]. L'interaction entre le champ confiné et les particules en suspension sont ainsi plus fortes, et le risque d'adsorption d'une particule piégée à la surface de la structure est plus faible.

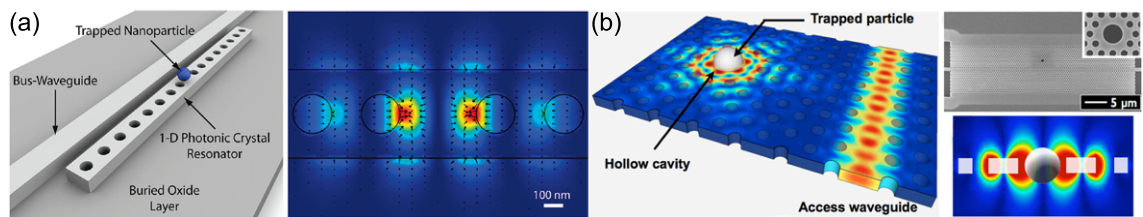


FIGURE 1.23 – (a) Exemple de cavité à cristal photonique intégrée dans une portion de guide d'onde. (extrait de [133]) (b) Exemple de cavité à cristal photonique percée. (extrait de [138])

Si les cavités à cristaux photoniques ont déjà pu faire leurs preuves en tant que pinces optiques intégrées sur puce [25, 26, 52, 87, 133–140], les modes résonants de ces cavités présentent des distributions spatiales de champ complexes, faisant intervenir plusieurs maxima d'intensité rapprochés comme c'est le cas pour les exemples de cavité représentés sur la **Figure 1.23** [139, 148–150]. Le potentiel de piégeage qui en résulte n'est donc pas toujours assimilable à un simple puits de potentiel harmonique, modèle généralement adopté dans le cas des pinces optiques standard en champ lointain. Comme nous le verrons dans un prochain chapitre, il n'est pas toujours possible de caractériser la « raideur » du piège.

Outre le fait que les systèmes résonants permettent d'accroître localement la densité d'énergie électromagnétique pour former des pièges optiques plus localisés et plus performants, leur utilisation permet également de tirer parti d'un effet de piégeage par « Self-Induced Back-Action » (ou « SIBA »). La présence d'un objet piégé à proximité d'une cavité résonante induit en effet un décalage de la longueur d'onde de résonance dont il est possible de tirer parti pour améliorer la stabilité du piège [138, 151, 152].

Malgré tout, le recours à des phénomènes résonants se fait au détriment d'un certain degré de liberté en matière de manipulation optique. En effet, les conditions de résonance, souvent dictées par la géométrie prédéfinie de la structure, imposent une certaine distribution spatiale du champ électromagnétique, ce qui restreint considérablement les moyens d'actions permettant de manipuler les objets piégés. En l'absence de pression de radiation, il est nécessaire de faire appel à d'autres para-

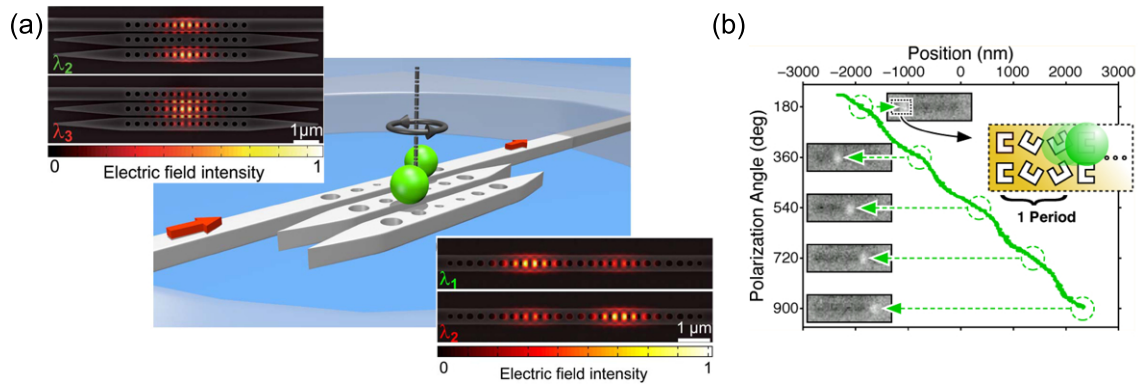


FIGURE 1.24 – (a) Exemples de cavités couplées à cristaux photoniques permettant la translation ou la rotation de microparticules. (extrait de [140]) (b) Exemple de structures plasmoniques permettant la translation de nanoparticules. (extrait de [153])

mètres pour moduler localement la distribution spatiale du potentiel de piégeage de façon dynamique. Une solution consiste à adresser différentes résonances d’une même structure photonique ou plasmonique, ou de plusieurs structures positionnées à proximité les unes des autres [140, 143, 153–155]. Comme le montre la **Figure 1.24**, il est possible, en modifiant par exemple la polarisation ou la longueur d’excitation, d’adapter la distribution spatiale de l’intensité du champ électromagnétique de manière à transférer une position de piégeage d’un emplacement à un autre. Cependant, si cette technique offre un contrôle entièrement optique et précis du potentiel de piégeage, les modifications qu’elle permet d’apporter au piège sont en nombre assez restreint et sont là-encore entièrement prédéfinies lors de la fabrication des structures utilisées. Ainsi, seul certains mouvements limités sont applicables à un objet piégé par ce biais.

1.4 Conclusion

L’état colloïdal définit un état complexe de la matière mettant en jeu des inclusions d’une phase dispersées dans une autre. En particulier, les solutions colloïdales (sols) sont constituées de particules solides en suspension dans un milieu de dispersion liquide. De part leurs dimensions, le comportement de ces particules de taille micro- voire nanoscopique n’est plus dicté par leur poids mais par leur agitation thermique. Elles sont donc soumises à un mouvement aléatoire continu. En l’absence de toute autre force, ce mouvement assure justement leur dispersion au sein de la phase liquide. On parle alors de mouvement brownien. Ce mouvement, qu’on a l’habitude d’observer en translation, a aussi lieu en rotation. Mais il s’agit là d’un phénomène plus complexe, notamment dans le cas de particule asymétrique, et souvent moins facile à observer. Enfin, il faut retenir que l’action de forces de répulsion électrostatiques est nécessaire afin d’empêcher l’agrégation des particules entre elles ou leur adsorption sur les parois. La portée de ces forces, et donc leur efficacité à maintenir la stabilité de la suspension colloïdale, est d’autant plus grande que la conductivité ionique du milieu est faible.

L’étude de telles suspensions colloïdales concerne un grand nombre de domaines

scientifiques, de la physique à la biologie en passant par la chimie. Cependant, l'étude d'objets uniques en suspension se révèle être un exercice difficile du fait de leur mouvement incessant et imprévisible. La mise au point relativement récente de pinces sans contact, et plus particulièrement de pinces optiques, a permis de nombreuses avancées en la matière. De tels outils permettent non seulement d'isoler des objets en suspension pour permettre leur caractérisation, mais également de déplacer, orienter et assembler ces objets. On compte ainsi nombre d'exemples de sondes et autres micro-outils en suspension manœuvrés à l'aide de pinces sans contact.

Néanmoins, les pinces optiques en champ lointain souffrent de certains inconvénients, notamment lorsqu'il s'agit de piéger des objets nanométriques et/ou biologiques à faible puissance, ou lorsque le dispositif de piégeage doit être miniaturisé en vue de concevoir des laboratoires sur puce. Pour remédier à cela, une solution consiste à se servir de forces optiques en champ proche, et plus particulièrement celles engendrées à la surface de nanostructures photoniques ou plasmoniques. À l'heure actuelle, les deux types de structures photoniques apportant les meilleurs réponses à ces deux problématiques sont les guides d'onde et les cavités à cristaux photoniques intégrés sur puce.

À la suite des travaux de thèse de Claude Renaut [156], cette thèse est consacrée à l'exploration du piégeage optique sur puce à l'aide de nanopinces photoniques en silicium sur isolant (« SOI »). Le premier enjeu concerne l'élaboration de puces optofluidiques dotées de canaux microfluidiques. Nous aborderons ensuite différents aspects du piégeage optique en champ proche à l'aide de nanocavités photoniques. Les travaux présentés s'articulent autour de trois questions essentielles, à la fois distinctes et pourtant si proches qu'elles semblent se rejoindre en permanence :

- Comment caractériser les pièges optiques en champ proche et le comportement des objets piégés ?
- Comment adapter et accorder le champ évanescent du piège et les objets piégés pour qu'ils interagissent de la façon souhaitée ?
- Quelles applications envisager pour de tels dispositifs de piégeage, que ce soit dans le domaine de l'optique intégrée ou dans celui de la microfluidique ?

Enfin, la dernière partie de cette thèse est dédiée à la création et à la manipulation de réseaux de pièges optiques sur puce, ainsi qu'aux perspectives offertes par une telle technique de piégeage.

Chapitre 2

Réalisation d'un circuit microfluidique à la surface d'une puce photonique

Sommaire

2.1	Montage expérimental et procédés préexistants	36
2.1.1	Fabrication de puces optofluidiques statiques	36
2.1.2	Dispositif pour la caractérisation en optique intégrée et la microscopie de fluorescence	38
2.2	Mise en place d'un système d'injection microfluidique . . .	40
2.3	Conception et fabrication de puces optofluidiques dynamiques	43
2.3.1	Différentes approches possibles	43
2.3.2	Fabrication de canaux microfluidiques découpés dans un film de PDMS	44
2.3.3	Fabrication de canaux microfluidiques en PDMS moulé	45
2.3.4	Réalisation de lamelles de verre percées	46
2.3.5	Fabrication de connecteurs microfluidiques en PDMS	48
2.4	Caractérisation des écoulements par suivi de particules . . .	50
2.4.1	Suivi de particules fluorescentes	50
2.4.2	Écoulement dans un canal microfluidique découpé	51
2.4.3	Écoulement dans un canal microfluidique moulé	53
2.5	Conclusion	54

Dans le chapitre précédent, nous nous sommes penchés sur divers aspects des forces optiques, notamment dans le cas où celles-ci émanent du champ évanescent présent à la surface de structures développées pour l'optique intégrée. Parmi l'ensemble de ces structures, celles appartenant au domaine de la photonique, c'est-à-dire

celles qui confinent la lumière à l'intérieur de matériaux diélectriques, sont à l'heure actuelle les plus à même de servir de base à la conception de laboratoires sur puce. Nous allons dans ce chapitre aborder les principaux développements techniques qui m'ont permis de mener à bien mes travaux expérimentaux de thèse. Après avoir brièvement présenté les équipements et procédés existants au laboratoire à mon arrivée, nous nous intéresserons à la mise en place d'un système d'injection microfluidique et à la réalisation de puces optofluidiques alliant circuits photonique et microfluidique. En fin de chapitre, nous profiterons de la présentation des résultats de tests microfluidiques préliminaires pour détailler les principaux aspects de l'analyse de mouvement par suivi de particule.

2.1 Montage expérimental et procédés préexistants

2.1.1 Fabrication de puces optofluidiques statiques

Le point de départ historique des activités optofluidiques du laboratoire est la puce photonique en silicium sur isolant (« SOI »). Ces puces sont issues de procédés de micro- et nano-fabrication en salle blanche décrits sur la **Figure 2.1** [157, 158]. Certains échantillons utilisés au cours de cette thèse ont été fabriqués par David Peyrade (laboratoire LTM, CNRS) avec les équipements du CEA LETI à Grenoble. Les résultats présentés dans le dernier chapitre de ce manuscrit ont quant à eux été obtenus grâce à des puces fabriquées par Jean-Baptiste Jager (laboratoire SiNaPS, CEA INAC) avec les équipements de la salle blanche PTA, également sur le site du CEA Grenoble.



FIGURE 2.1 – Présentation des différentes étapes de fabrication des puces photoniques en SOI réalisées en salle blanche.

Une puce photonique constitue en elle-même une entité à part entière qui permet de contrôler la lumière à l'échelle sub-longueur d'onde dans une couche mince de silicium nanostructurée. C'est donc au sein d'un même étage « bidimensionnel » de matière reposant sur un substrat de silice et silicium que se trouve confiné l'ensemble

des fonctions photoniques. Dans une perspective d'applications pour l'optofluidique, c'est sur ce socle nanostructuré que doit venir se greffer l'ensemble des fonctions microfluidiques. C'est alors à l'interface entre ces deux niveaux complémentaires, l'un photonique, l'autre microfluidique, que peuvent être observés et étudiés les phénomènes optofluidiques constituant l'enjeu de cette thèse.

Les puces optofluidiques fabriquées au laboratoire à mon arrivée en thèse étaient composées d'une unique chambre microfluidique fermée (à la manière d'un « aquarium ») disposée à la surface d'une puce photonique, comme représenté sur la **Figure 2.2** [135, 156]. De telles puces optofluidiques sont désignées comme étant « statiques », dans la mesure où elles ne disposent d'aucune liaison microfluidique entre l'intérieur et l'extérieur de la chambre. Remplies une première fois lors de leur fabrication, ces puces ne permettent pas le renouvellement du liquide ou la création d'un flux hydrodynamique à l'intérieur de la structure microfluidique. À l'inverse, l'adjectif « dynamique » sera employé par la suite pour désigner les puces pourvues de connexions et de canaux microfluidiques.

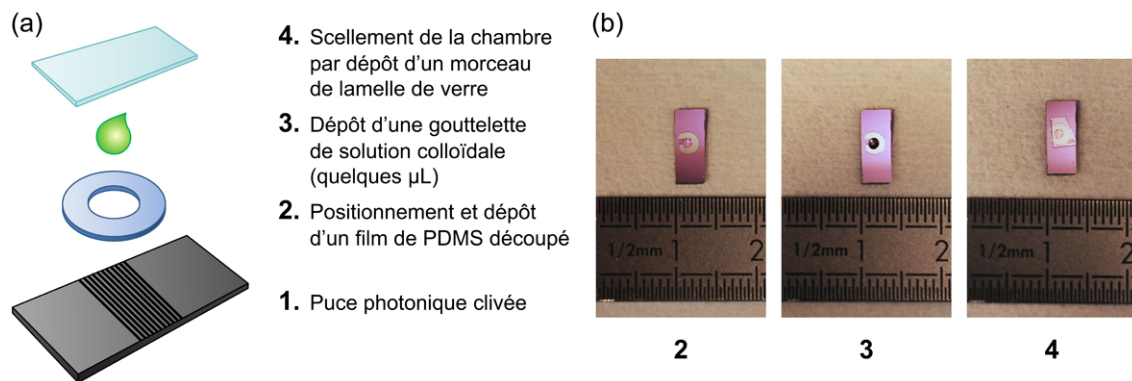


FIGURE 2.2 – Présentation des différentes étapes de l'assemblage des puces optofluidiques statiques.

Le procédé de fabrication des puces statiques [156], décrit sur la **Figure 2.2**, consiste dans un premier temps à venir positionner sur la puce photonique un film mince de polydiméthylsiloxane (PDMS) jouant le rôle d'espaceur, de manière à former les parois étanches de la chambre microfluidique. Ce film de PDMS est découpé au scalpel dans une couche de PDMS étalé à la tournette par force centrifuge et réticulé par chauffage sur un substrat de silicium poli. Cette étape de découpage définit les dimensions latérales de la chambre microfluidique. Quant à la hauteur de la chambre, une épaisseur de PDMS d'environ $70 \mu\text{m}$ se révèle être un bon compromis, permettant de garantir à la fois une certaine rigidité au film mince, tout en limitant la hauteur de la chambre microfluidique. Plus mince, le film de PDMS devient en effet fragile au point de se déchirer ou de s'entortiller beaucoup trop facilement lorsqu'il est manipulé. À l'inverse, une chambre microfluidique plus haute entraîne nécessairement une hauteur d'eau plus importante entre les structures photoniques et l'objectif du microscope, et donc une dégradation des conditions d'observation microscopique.

Une fois les contours de la chambre microfluidique définis par le film de PDMS, une goutte de solution colloïdale est déposée à l'intérieur (quelques microlitres suf-

fisent amplement). Un morceau de lamelle de verre (#1, soit $150 \mu\text{m}$ d'épaisseur) préalablement découpé vient alors recouvrir le tout, de manière à répartir la goutte dans l'ensemble du volume de la chambre microfluidique. Une légère pression à l'aide d'une pince sur les zones de la lamelle de verre en contact avec le PDMS permet de sceller la chambre microfluidique. Une puce optofluidique statique ainsi réalisée peut rester étanche plusieurs jours durant.

Le procédé de fabrication d'une puce statique présente l'avantage d'être relativement simple et rapide à réaliser, tout en étant réversible : la partie fluide est démontée après chaque expérience. L'utilisation d'une chambre microfluidique fermée peut aussi s'avérer avantageuse lorsque l'étude envisagée ne doit être perturbée par aucun flux hydrodynamique. Enfin, il est possible d'adapter aisément les dimensions de la chambre microfluidique à celles de l'échantillon photonique, notamment lorsque celui-ci ne mesure que quelques millimètres de côté. J'ai pu de cette façon utiliser durant ma thèse des puces photoniques de petite taille ($4 \times 7 \text{ mm}^2$) en découpant à l'aide d'emporte-pièces des chambres fluidiques miniaturisées, comme celle représentée sur la **Figure 2.2**.

2.1.2 Dispositif pour la caractérisation en optique intégrée et la microscopie de fluorescence

Le montage utilisé pour réaliser les expériences d'optofluidique, en grande partie contrôlable grâce à un programme sous Labview, est représenté sur la **Figure 2.3** [156]. Il se divise en deux parties : la première est dédiée à l'optique intégrée, la seconde à l'observation microscopique.

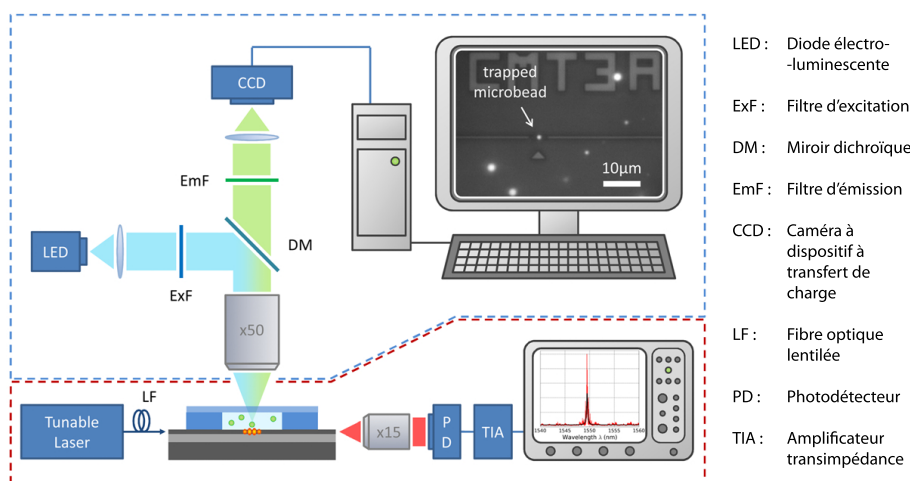


FIGURE 2.3 – Représentation schématique du montage expérimental. La partie délimitée par la ligne en pointillé bleue est dédiée à l'observation microscopique, celle délimitée par la ligne en pointillé rouge étant dédiée à l'optique intégrée.

Afin d'étudier des puces photoniques comportant des structures en silicium sur isolant, le banc d'optique est équipé d'une source laser (Tunics, Yenista Optics) accordable en longueur d'onde entre 1450 et 1590 nm . La puissance délivrée peut atteindre la dizaine de milliwatts sur une plage de longueurs d'onde située aux alen-

tours de $1530 \sim 1550 \text{ nm}$. Pour les besoins de certaines expériences, un amplificateur à fibre dopée avec des ions erbium (EDFA) permet d'atteindre 50 à 225 mW pour des longueurs d'ondes comprises entre 1529 et 1605 nm (en pratique, 1529 et 1590 nm en tenant compte des caractéristiques de la source laser).

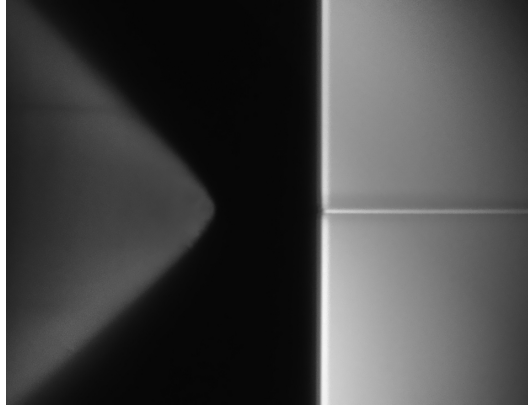


FIGURE 2.4 – Image de microscopie de la pointe de la fibre optique lentillée. Celle-ci est alignée avec l'extrémité d'un guide photonique en silicium de manière à coupler la lumière laser dans le guide d'onde.

Le faisceau laser est guidé jusqu'à l'échantillon à l'aide de fibres optiques à maintien de polarisation. Comme on peut le voir sur la **Figure 2.4**, une fibre lentillée dont l'extrémité est taillée en pointe par polissage à 45° permet de focaliser la lumière sur la face clivée de l'échantillon. En alignant la fibre avec l'entrée d'un guide d'onde photonique, il est possible de coupler une partie de la lumière incidente dans un (ou plusieurs) mode(s) guidé(s) sur puce. La lumière s'échappant de la face clivée opposée de l'échantillon est collectée par l'intermédiaire d'un objectif Cassegrain (grossissement $15\times$), suivi d'un polariseur. Un miroir amovible permet d'orienter le faisceau soit en direction d'une camera proche infrarouge, soit vers une chaîne de détection composée d'une photodiode InGaAs suivie d'un amplificateur transimpédance relié à un oscilloscope numérique.

Afin d'observer les micro- et nano-objets en solution dans une dispositif microfluidique, un système de visualisation microscopique a été développé de manière à s'intégrer sur la table optique à la verticale de l'échantillon observé. Ce dispositif optique se compose d'une colonne de vision commerciale (12X UltraZoom, Navitar), surmontée d'un côté d'une caméra CCD N&B (Prosilica GC 1290, AVT), et supportant de l'autre un miroir dichroïque et un objectif Mitutoyo $50\times$ (M Plan APO HR). Avec une ouverture numérique de 0,75, cet objectif offre une résolution et un grossissement optique adaptés à l'observation des nanostructures photoniques (indice optique aux alentours de 4) et de microbilles de polystyrène fluorescentes (indice optique de 1,59). De plus, la distance de travail de l'objectif, de 5 mm, laisse un espace restreint mais suffisant pour l'intégration de connexions microfluidiques de part et d'autre de l'échantillon.

Le miroir dichroïque, quant à lui, permet l'éclairage de l'échantillon en réflexion. Le choix d'un miroir dichroïque plutôt que d'une lame 50/50 est été fait afin de privilégier l'observation de la fluorescence dans le vert. En effet, une diode bleue, dont

l'émission est centrée sur 470 nm, permet d'exciter les fluorophores présents dans les objets observés. La lumière émise par fluorescence se situe dans le vert aux alentours de 510 nm. Le système de visualisation est également équipé de filtres d'émission et d'excitation adaptés, représentés sur le schéma de la **Figure 2.3**. Le filtre d'émission est toutefois amovible, et n'est utilisé que pour travailler en fluorescence totale [156]. En son absence, il est possible d'éclairer suffisamment l'échantillon de manière à observer les structures présentes à sa surface, tout en privilégiant l'émission par fluorescence des objets en suspension comme on peut s'en rendre compte grâce à l'image expérimentale insérée dans la **Figure 2.3**. Cette configuration permet à la fois de faire ressortir par contraste les objets fluorescents et de les repérer par rapport aux structures sur les images obtenues. Enfin, une lampe halogène fibrée plus intense peut remplacer la diode bleue lorsque l'observation en fluorescence n'est pas requise [156].

2.2 Mise en place d'un système d'injection microfluidique

Après ce bref état des lieux des différents éléments présents à mon arrivée au laboratoire, venons en maintenant au principal enjeu technique de ma thèse, à savoir l'apport d'une dimension microfluidique « dynamique » aux expériences menées. Nous avons vu que le propre d'une puce optofluidique statique réside dans l'absence d'échange fluidique entre l'intérieur et l'extérieur de la puce. À l'inverse, le but recherché lors de la conception d'une puce dynamique est le contrôle d'un flux hydrodynamique traversant la puce de part en part au sein d'un canal microfluidique.

Avant d'aborder le cœur du problème, c'est-à-dire la réalisation d'une puce optofluidique dynamique, nous nous intéresserons dans un premier temps à la conception du circuit microfluidique permettant l'injection et la mise en mouvement d'un liquide au sein de la puce. Pour pouvoir contrôler le flux de liquide au sein du canal microfluidique, nous cherchons à travailler à pression constante. Cela revient à dire que nous voulons appliquer de manière contrôlée un écart de pression entre deux volumes d'air, l'un en amont et l'autre en aval du liquide dans le circuit microfluidique. Cet écart doit être important par rapport au débit de l'écoulement pour que celui-ci s'effectue de façon suffisamment lente et ainsi que l'écart en pression reste relativement constant sur la durée de l'expérience.

Pour cela, nous avons fabriqué un module d'injection fluidique, représenté sur la **Figure 2.5** et inspiré des travaux de thèse de Thibault Honegger [159]. La **Figure 2.6** présente un schéma de principe global du module d'injection. Pour jouer le rôle de l'actionneur, nous disposons d'un pousse-seringue motorisé (Cavro XP3000, Tecan) équipé d'une seringue de 1,0 mL. Le piston de la seringue est actionné par un moteur pas à pas, piloté sous Labview, de manière à réguler la pression du volume d'air en amont du liquide. Le fonctionnement de ce moteur électrique impose certaines contraintes techniques : le volume minimal est de $1/3 \mu L$ par injection, et la vitesse de rotation du moteur en régime continu, et donc la vitesse de déplacement du piston, sont fixées. Nous verrons par la suite en quoi ces contraintes vont influencer sur

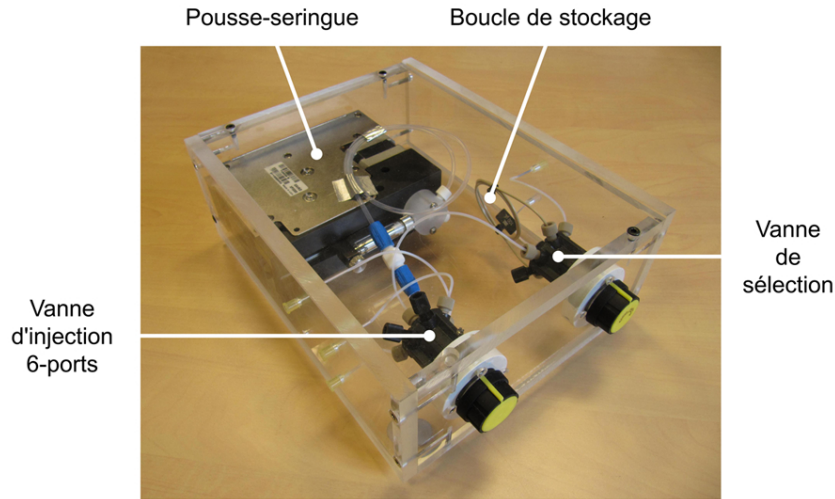


FIGURE 2.5 – Module d'injection fluidique.

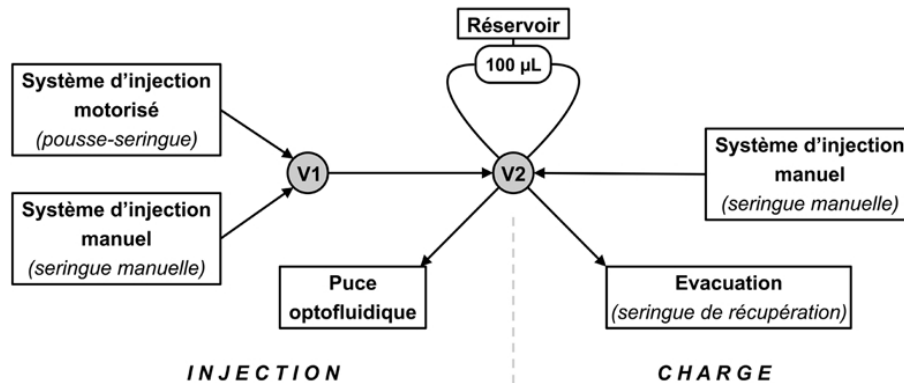


FIGURE 2.6 – Schéma de principe du module d'injection fluidique. La vanne d'injection 6-ports $V1$ permet de choisir entre plusieurs moyen d'injection, tandis que la vanne de sélection $V2$ permet de passer du mode « charge » (destiné au remplissage du réservoir) au mode « injection » (destiné à la création d'un écoulement contrôlé dans la puce optofluidique).

les possibilités expérimentales offertes par différents designs de puces optofluidiques.

La seringue dispose de deux sorties, l'une reliée à l'atmosphère ambiante, l'autre au circuit microfluidique par l'intermédiaire d'une vanne d'injection 6-ports, comme représenté sur la **Figure 2.7**. Cette vanne est située sur la gauche du module d'injection fluidique, comme on peut le voir sur la **Figure 2.5**. Elle permet de basculer d'un actionneur motorisé (le pousse-seringue) à un actionneur manuel (seringue manuelle par exemple). L'utilisation d'une seringue manuelle de plus grand volume permet notamment de générer une forte surpression du volume d'air en amont du liquide. Ceci s'avère utile lorsqu'une vitesse d'écoulement rapide est souhaitée, pour faire parcourir au liquide une distance importante dans un capillaire par exemple.

La sortie de la vanne d'injection 6-ports est reliée à une autre vanne pourvue d'une boucle de stockage de $100\ \mu\text{L}$. Cette vanne, appelée vanne de sélection, est située sur la droite du module d'injection fluidique représenté sur la **Figure 2.5**.

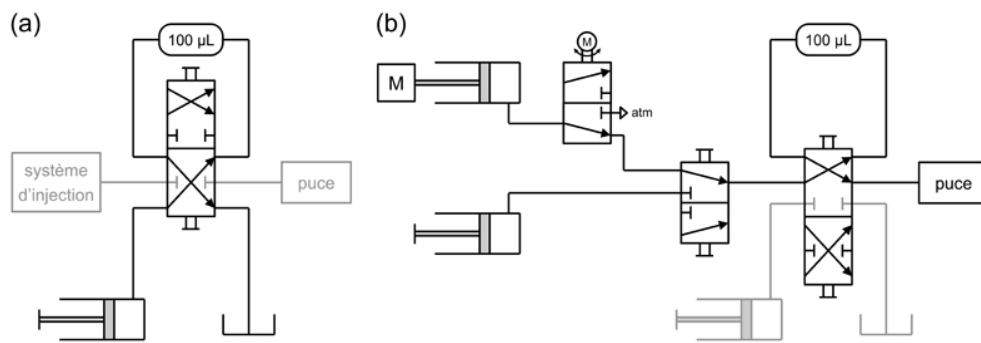


FIGURE 2.7 – Schéma de fonctionnement du module d'injection fluidique. (a) Lorsque la vanne de sélection est en position « charge », la solution à injecter est introduite dans la boucle de stockage de contenance $100 \mu\text{L}$. (b) Lorsque la vanne passe en position « injection », le système d'injection, pourvu d'un actionneur pneumatique (motorisé ou non), permet de réguler la pression du volume d'air en amont de l'échantillon liquide stocké de manière à assurer sa circulation jusqu'à l'entrée de la puce optofluidique.

Elle offre le choix entre deux modes de fonctionnement détaillés de manière schématique sur la **Figure 2.7**. Le mode « charge » est destiné au remplissage de la boucle d'injection à l'aide d'une seringue contenant l'échantillon de liquide. Le mode « injection » permet quant à lui de faire communiquer la boucle de stockage avec le reste du circuit fluidique : du côté amont, le mécanisme de régulation de pression du volume d'air (pousse-seringue ou seringue manuelle), de l'autre un tuyau microfluidique, ou capillaire, (de diamètre interne $0,80 \text{ mm}$) permettant d'acheminer le liquide jusqu'à l'entrée de la puce optofluidique.

En sortie de puce, un autre capillaire relie l'extrémité du canal microfluidique à une seringue dont la chambre est percée d'un trou à son extrémité. Cette partie du circuit fluidique en aval de la puce optofluidique permet de recueillir le liquide ayant traversé la puce lorsqu'un important volume de liquide est utilisé. En temps normal, la seringue est laissée à pression atmosphérique. Mais il est également possible de fixer le volume d'air en aval du liquide en actionnant le piston de la seringue. Ceci

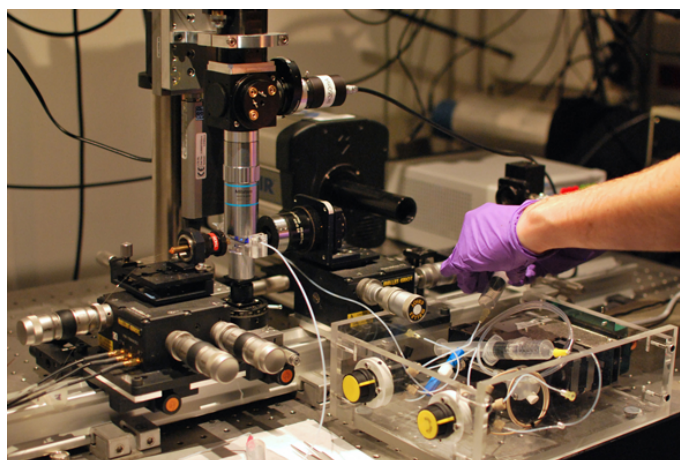


FIGURE 2.8 – Montage expérimental après ajout du module d'injection fluidique.

peut être utile pour ajouter une résistance à l'écoulement du flux au sein de la puce optofluidique.

La **Figure 2.8** présente l'ensemble du dispositif une fois celui-ci intégré au montage expérimental. Après avoir mis en place ces différents éléments amont et aval du circuit microfluidique, le dernier point restant à concevoir est le canal microfluidique intégré sur la puce optofluidique. Nous allons donc nous intéresser maintenant à sa fabrication.

2.3 Conception et fabrication de puces optofluidiques dynamiques

2.3.1 Différentes approches possibles

Avant de s'intéresser au procédé de fabrication d'une puce dynamique, commençons dans un premier temps par dresser la liste des contraintes auxquelles doit répondre le dispositif microfluidique d'une puce optofluidique. Celui-ci doit :

- Permettre le couplage et le guidage de la lumière dans la puce photonique sans induire de perturbation notable.
- Offrir une fenêtre d'observation transparente au-dessus de la zone d'intérêt, de manière à permettre une observation microscopique la plus résolue possible.
- Être scellé de manière étanche à la puce photonique.
- Être suffisamment compact pour s'adapter aux dimensions limitées de la puce photonique, ainsi qu'aux contraintes d'encombrement spatial imposées par le montage expérimental, notamment liées aux distances de travail et aux dimensions des objectifs.

A cela vient s'ajouter deux contraintes supplémentaires propres au cas des puces dynamiques. En effet, celles-ci doivent :

- Non seulement être scellées de manière étanche, mais aussi résister jusqu'à un certain niveau de surpression au sein du canal microfluidique.
- Permettre le contrôle précis de la vitesse du flux sur une plage de vitesses adéquate (de l'ordre du micromètre à la dizaine de micromètres par seconde).

D'un point de vue pratique, l'élaboration d'une puce optofluidique composée d'un canal microfluidique scellé à la surface d'une puce photonique comporte de manière intrinsèque deux enjeux techniques majeurs : d'une part, le choix du procédé de fabrication du canal à proprement parler, et d'autre part, la mise au point des connexions microfluidiques en entrée et sortie de puce afin de raccorder le canal au reste du circuit fluidique. L'état de l'art fait apparaître diverses voies empruntées

pour répondre à ces questions d'ordre technologique. Par exemple, un canal microfluidique peut être fabriqué, par ordre de complexité croissante, par découpage [26], par moulage [137], par lithographie [139] ou encore par gravure laser [160]. Selon la technique employée, le matériau utilisé sera un microfilm adhésif, du PDMS ou un autre polymère thermoréticulable, une résine photosensible ou même de la silice.

Différentes stratégies ont donc pu être envisagées et testées avant d'arriver à la mise au point d'un processus de fabrication puces optofluidiques performantes et fiables. Pour être plus exact, deux procédés de fabrication ont en réalité été retenus, l'un à partir d'un canal microfluidique découpé, l'autre se basant sur un canal moulé. Chacun permet de répondre aux exigences listées précédemment, avec cependant quelques subtilités concernant la maîtrise du flux hydrodynamique dans le canal. Ce point sera détaillé de manière plus précise dans la suite du chapitre.

2.3.2 Fabrication de canaux microfluidiques découpés dans un film de PDMS

En prenant exemple sur la fabrication des puces statiques, le procédé le plus simple pour obtenir un canal microfluidique consiste à découper ce canal dans un film de PDMS. Si une découpe au scalpel à main levée permet de réaliser des canaux de quelques millimètres de large, deux lames de scalpel directement jointes l'une à l'autre ou espacées grâce à une lame de verre permet d'obtenir des canaux à la géométrie plus régulière, d'environ 1 mm de large ou légèrement en-deçà.

L'utilisation d'un microfilm adhésif à la place du film de PDMS a également été testée. Mais si la présence de colle simplifie le scellement étanche de la puce optofluidique, elle interdit le rinçage du canal à l'aide de solvants organiques. Sa dissolution et sa diffusion dans le canal laisse en effet des dépôts sur les parois de la puce, ce qui altère leur état de surface tant sur le plan optique que chimique. L'utilisation plus propre et somme toute assez simple du PDMS a donc été préférée par la suite.

Une fois le canal réalisé, une lamelle de verre est nécessaire pour le recouvrir. La présence d'une lamelle de verre au-dessus du canal microfluidique permet de rigidifier et d'assurer la propreté de la surface supérieure de la puce, tout en garantissant de bonnes conditions d'observation microscopique. L'utilisation d'un film de PDMS, plus facile à mettre en forme, est également envisageable. Cependant, une largeur de canal de plusieurs centaines de microns nécessite une certaine rigidité de la part du matériau utilisé pour couvrir le canal. Si le verre remplit bien évidemment cette condition tout en garantissant des conditions d'observation microscopiques optimales, le PDMS est quant à lui beaucoup plus flexible. Afin d'éviter l'effondrement du canal, il est nécessaire d'avoir recours à un film épais de PDMS, ce qui entraîne une dégradation des conditions d'observation. En outre, le PDMS favorise l'adhérence de poussières à sa surface, ce qui peut poser un problème concernant la propreté de la surface de la puce.

En plus de sa simplicité et de sa rapidité de réalisation, cette architecture de puce en PDMS et verre présente aussi l'avantage de permettre le scellement entre eux des différents éléments de la puce optofluidique. En effet, il est possible d'obtenir des

terminaisons silanol (SiOH) à la surface du PDMS en oxydant celle-ci à l'aide d'un plasma oxygène. Ces groupements silanol, que l'on retrouve aussi à la surface de la silice et du silicium après leur avoir fait subir le même traitement plasma, peuvent adhérer entre eux en créant des liaisons covalentes Si-O-Si [161, 162]. Ainsi, après avoir exposé à un plasma oxygène de faible intensité (100 mW ou moins) pendant un court laps de temps (une dizaine de secondes), des surfaces de PDMS, silice ou silicium peuvent être scellées entre elles de manière irréversible en les mettant en contact pendant une dizaine de minutes dans des conditions de recuit à faible température (environ $90^{\circ}C$).

2.3.3 Fabrication de canaux microfluidiques en PDMS moulé

De façon alternative, il est possible de réaliser un canal microfluidique moulé dans un film mince de PDMS. Pour cela, il faut commencer par concevoir un moule aux dimensions voulues. Ce moule doit présenter un état de surface le moins rugueux possible de manière à ne pas altérer ni la qualité de l'observation microscopique au niveau de la surface au dessus du canal, ni le scellement entre le PDMS et la surface de la puce photonique. Nous avons donc opté pour des moules en résine SU-8 lithographiés sur substrat de silicium. Après avoir épandu une couche de résine d'environ $8 \mu m$ sur un wafer, celle-ci est insolée par lithographie optique. Compte tenu des dimensions des motifs de canaux, un masque imprimé sur une feuille en plastique transparent suffit à obtenir la résolution requise, de l'ordre de la dizaine de microns. Une fois la résine développée, seuls restent en relief les motifs des canaux microfluidiques. La **Figure 2.9** présente un cliché réalisé en microscopie confocale de l'une des extrémité d'un moule de canal large de $500 \mu m$.

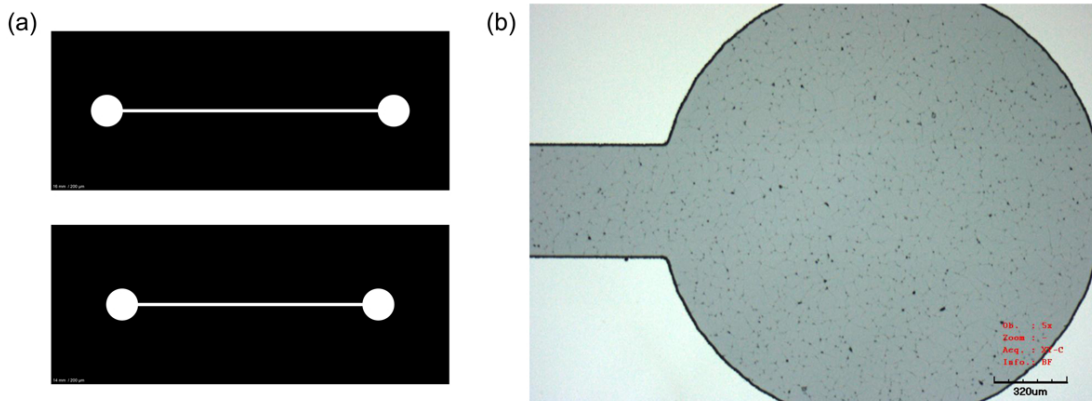


FIGURE 2.9 – (a) Exemples de masques de canaux microfluidiques de $200 \mu m$ de large et de longueurs respectives 16 et 14 mm. (b) Image en microscopie confocale de l'extrémité d'un moule de canal large de $500 \mu m$.

La suite du procédé est décrite étape par étape sur la **Figure 2.10**. La première étape est semblable à celle détaillée précédemment pour la réalisation d'un film mince de PDMS, mais en utilisant cette fois-ci le moule du canal comme substrat. On obtient ainsi un film de PDMS d'environ $70 \mu m$ d'épaisseur dans lequel est moulé un canal microfluidique de $8 \mu m$ de haut, de largeur variant entre 100 et $500 \mu m$

et d'une quinzaine de millimètres de long. Ce film est ensuite découpé au scalpel de manière à pouvoir être reporté et scellé par plasma oxygène sur une lamelle de verre (pour protéger et rigidifier l'ensemble). Ceci après avoir pris soin de découper à l'emporte-pièce des ouvertures de part et d'autre du canal de manière à assurer la liaison avec les entrées et sorties fluidiques de la puce. Étant donné la faible largeur du canal, l'alignement de ce dernier par rapport aux structures photoniques nécessite l'utilisation d'un équipement de photolithographie (MJB4, Süss MicroTec). Après une étape préalable de plasma oxygène, l'ensemble « lamelle de verre + PDMS » est fixé par force capillaire à l'aide de gouttelettes d'eau sur un masque de quartz vierge. La puce photonique est alignée manuellement sous le masque en s'aidant d'un microscope, et la mise en contact des deux parties suivie d'un recuit à $90^{\circ}C$ assure le scellement du canal correctement positionné au-dessus des structures photoniques.

2.3.4 Réalisation de lamelles de verre percées

Pour créer les accès d'entrée et sortie fluidiques du canal, une première solution consiste à utiliser un morceau de lamelle de verre plus court que la longueur du canal. Toutefois, la marche créée par l'épaisseur de verre fait apparaître des problèmes d'étanchéité pour l'intégration de connecteurs fluidiques. Aucune solution n'ayant été trouvée en ce sens, l'utilisation, et donc la fabrication, de lamelles de verre recouvrant la totalité de la puce et percées de trous de faible diamètre (environ 1 mm) pour chaque arrivée ou sortie fluide s'est dès lors imposée comme une étape technologique incontournable.

Avant d'attaquer le perçage à proprement parler, il est nécessaire de fixer la lamelle de verre sur un support. Pour cela, nous avons opté pour l'utilisation de bande adhésive, plutôt que de cire ou de résine. Cette technique s'est en effet révélée être la plus sûre pour préserver la propreté de l'échantillon. Un support de bois ou de plastique plutôt que de métal est également préférable pour amortir les vibrations lors du perçage.

Le perçage du verre est une opération délicate qui se fait à l'aide de fraises diamantées. Si le perçage d'une lame de verre de 1 mm d'épaisseur s'est révélé être une tâche relativement sûre et reproductible, une telle épaisseur de verre utilisée pour recouvrir un canal microfluidique aurait fortement dégradé la résolution des observations microscopiques réalisées par la suite. Percer une lamelle de verre d'environ $150\ \mu\text{m}$ d'épaisseur est au contraire une tâche beaucoup plus ardue, avec un taux de réussite beaucoup plus faible. Afin de ne pas briser la lamelle de verre, une vitesse de coupe élevée est indispensable. À l'inverse, une vitesse d'avance faible est requise pour ne pas exercer une pression trop importante sur l'échantillon au risque de le briser.

L'utilisation d'une perceuse à colonne permet a priori d'atteindre des vitesses de rotation suffisamment élevées (au-delà de $16\ 000\ \text{tr}\cdot\text{min}^{-1}$). En réalité, le perçage s'effectuant selon l'axe de rotation de la fraise, la pointe de l'outil à une vitesse de coupe nulle et ne fait qu'appuyer sur la lamelle de verre. Il est du coup très difficile de doser manuellement l'avance de l'outil de façon à ne pas briser l'échantillon. L'utilisation d'une fraiseuse à commande numérique améliore un peu les choses de

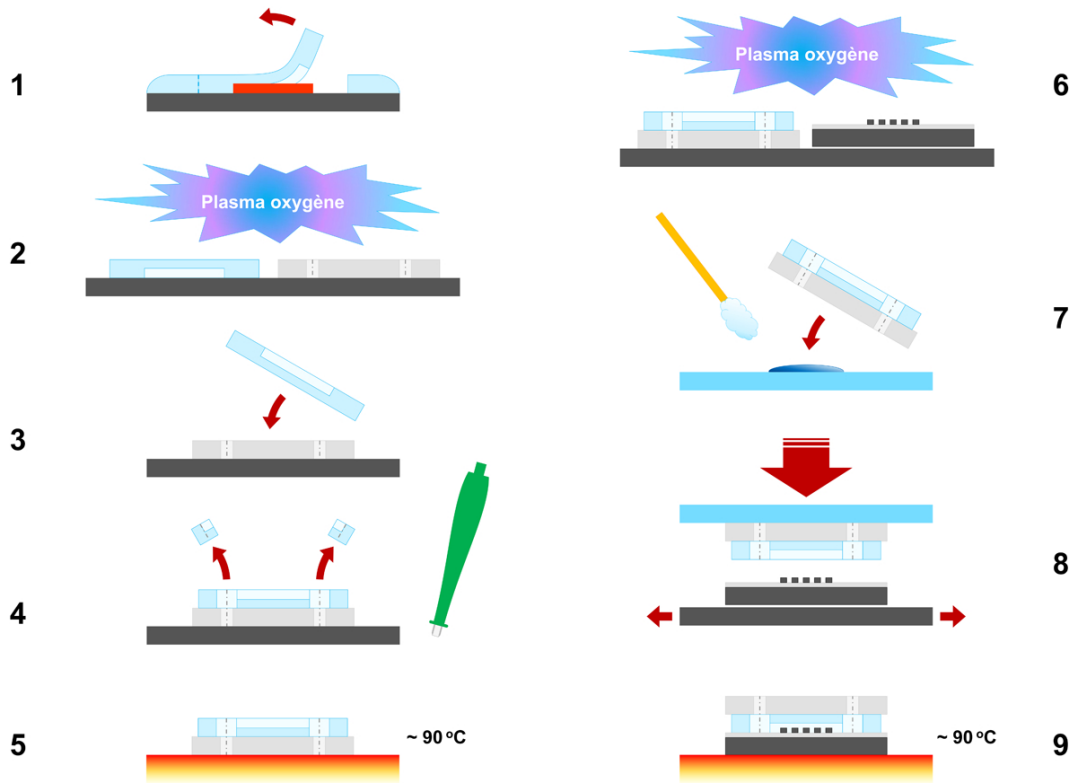


FIGURE 2.10 – Processus d’assemblage des puces optofluidiques dotées d’un canal en PDMS moulé :

1. Démoulage du film mince en PDMS moulé ;
2. Report du film mince et de la lamelle de verre percée sur un support en silicium, puis exposition des surfaces à un plasma d’oxygène de faible puissance et de courte durée ;
3. Mise en contact des surfaces traitées de manière à positionner les extrémités du canal microfluidique au-dessus des trous de la lamelle de verre ;
4. Découpage du film mince de PDMS à l’aide d’un poinçon au niveau des extrémités du canal ;
5. Recuit à $90\text{ }^{\circ}\text{C}$ pour assurer l’adhésion entre les surfaces ;
6. Exposition de la surface de la puce photonique et de la surface libre du film en PDMS et à un plasma d’oxygène de faible puissance et de courte durée ;
7. Fixation de la lamelle de verre sur un support en quartz par capillarité grâce à des gouttelettes d’eau ;
8. Alignement de la puce photonique par rapport au canal microfluidique et mise en contact des surfaces traitées à l’aide d’un bâti de photolithographie ;
9. Recuit à $90\text{ }^{\circ}\text{C}$ pour assurer l’adhésion entre les surfaces.

ce côté-là mais oblige à réaliser des trous de diamètre un peu plus important (de l’ordre de 2 mm). De plus, le problème de la faible vitesse de coupe de la pointe de la fraise entraîne une usure rapide de l’outil.

La solution qui a finalement été adoptée consiste à utiliser une fraiseuse miniature manuelle destinée à l’origine à la gravure sur verre. Une vitesse de rotation élevée et une fraise diamantée de forme arrondie permettent d’obtenir une vitesse de coupe et une précision suffisante pour réaliser des trous de faibles diamètres avec un taux de succès acceptable. Le procédé de fabrication des lamelles de verre percées

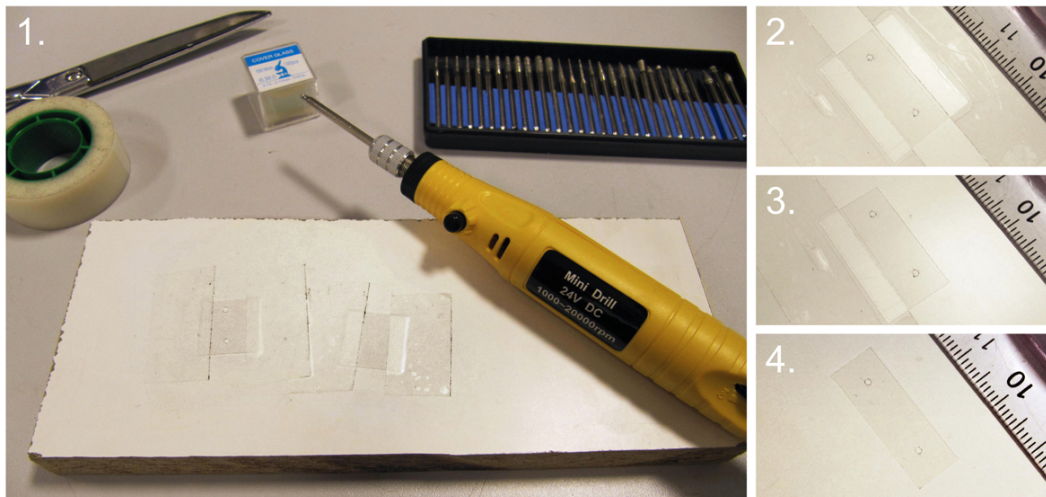


FIGURE 2.11 – *Processus de fabrication des lamelles de verre percées :*

1. *Fixation d'un morceau de lamelle de verre sur un support en contreplaqué à l'aide de ruban adhésif, puis perçage des trous à main levée à l'aide de la fraiseuse miniaturisée ;*
2. *Tracé à la règle de rayures délimitant la largeur de la lamelle de verre à l'aide d'une pointe diamantée ;*
3. *Retrait du ruban adhésif et du surplus de verre d'un côté de la lamelle de verre ;*
4. *Même chose de l'autre côté.*

mis au point est décrit de façon plus détaillée sur la **Figure 2.11**. Cette technique de gravure mécanique n'est peut-être pas aussi précise et fiable que certains procédés développés par ailleurs [26, 160], mais présente l'avantage de permettre un prototypage rapide et bas coût.

2.3.5 Fabrication de connecteurs microfluidiques en PDMS

L'utilisation d'une lamelle de verre percée étant désormais possible, le problème se pose alors de concevoir les connexions fluidiques de part et d'autre du canal. Des connecteurs microfluidiques commerciaux étaient disponibles au laboratoire, mais leur taille, de l'ordre de 10 mm de haut pour 10 mm de diamètre à la base, les rendait inutilisables compte tenu des dimensions des puces photoniques (environ $10 \times 25 \text{ mm}^2$) et de la distance de travail des objectifs de microscope que nous utilisons (distance minimale de 5 mm pour certains objectifs).

Il a donc fallu recourir à une solution « artisanale », couramment employée pour le prototypage microfluidique : l'utilisation de plots de PDMS percés d'un trou de faible diamètre destiné à accueillir et enserrer l'extrémité d'un tuyau microfluidique [26, 137, 163]. Pour ce faire, une couche de PDMS de 3 ~ 4 mm d'épaisseur est déposée et réticulée au préalable au fond d'un cristalliseur. Deux emporte-pièces de diamètre respectif 1 et 4 mm sont utilisés l'un pour la découpe du trou central, l'autre pour la découpe du contour du plot. Après scellement du canal microfluidique sur la puce photonique, un plot de PDMS est également scellé par plasma oxygène au-dessous de chaque trou de la lamelle de verre percée de manière à servir de connecteur microfluidique. Cette dernière opération achève le procédé de fabrication des puces

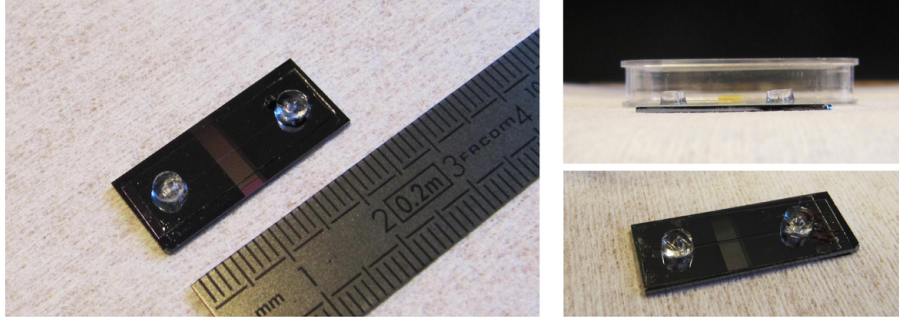


FIGURE 2.12 – Puces optofluidiques dotées de canaux microfluidiques moulés et de connecteurs fluidiques en PDMS.

dynamiques telles que celles présentées sur la **Figure 2.12**.

Le raccordement au circuit fluidique se fait par l'intermédiaire d'embouts métalliques coudés fixés aux extrémités des capillaires d'entrée et de sortie de puce. Ces embouts sont insérés dans les plots de PDMS percés servant de connecteurs microfluidiques. Le diamètre interne des plots étant légèrement inférieur à celui des embouts métalliques, l'étanchéité du montage est assurée par l'élasticité du PDMS. On peut ainsi observer sur la **Figure 2.13** que l'écoulement d'un liquide (de l'eau dans le cas présent) d'un bout à l'autre du canal se fait sans aucune fuite, ni à la hauteur des connecteurs microfluidiques, ni au niveau du canal. La forme coudée des embouts permet au dispositif de ne pas dépasser les 5 mm de hauteur correspondant à la distance de travail de l'objectif utilisé. Le dispositif peut ainsi être intégré au sein du montage expérimental malgré les contraintes spatiales, comme on peut s'en rendre compte sur la **Figure 2.13**.

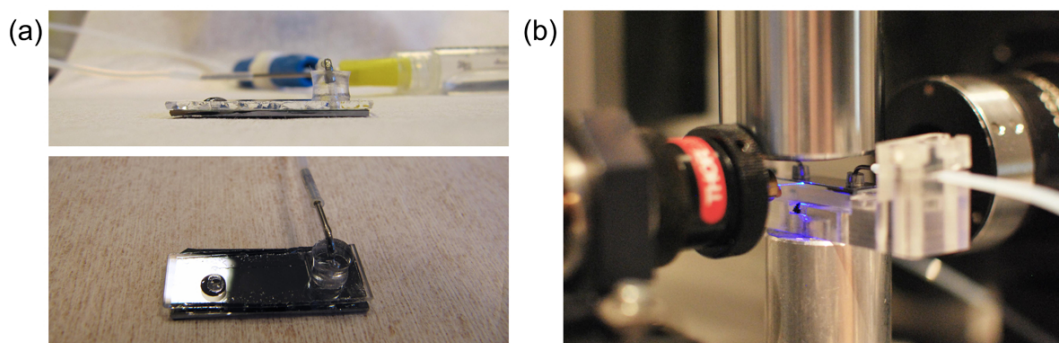


FIGURE 2.13 – (a) Test d'étanchéité réalisé sur une puce constituée d'un canal microfluidique découpé dans un film de PDMS et d'une lame de verre percée de 1 mm d'épaisseur. (b) Puce optofluidique disposée sur le porte-échantillon et reliée au reste du circuit microfluidique.

2.4 Caractérisation des écoulements par suivi de particules

2.4.1 Suivi de particules fluorescentes

Une fois la puce optofluidique fabriquée et intégrée au montage expérimental, il convient désormais d'observer et mesurer les vitesses d'écoulement pouvant être obtenues dans le canal microfluidique grâce à l'action du pousse-seringue. Pour cela, nous avons opté pour la technique dite de vélocimétrie par suivi de particule (particle tracking velocimetry, ou PTV en anglais) qui consiste à filmer le mouvement de particules entraînées par un flux et analyser leur déplacement entre les différentes images enregistrées. Les écoulements laminaires que l'on observe en règle générale dans les canaux microfluidiques donnent lieu à des trajectoires de particules parallèles aux parois du canal. Il est alors aisé de mesurer à partir de ces trajectoires la vitesse du flux, qui n'est autre que la vitesse des particules en suspension dans le canal.

Afin d'optimiser la technique informatisée de reconnaissance de particule, une solution colloïdale de microbilles de polystyrène fluorescentes en suspension dans de l'eau est injectée dans le canal microfluidique. Comme énoncé au début de ce chapitre, leur fluorescence les fait apparaître comme des sphères brillantes sur les images enregistrées, même en l'absence de filtre d'émission. Après avoir enregistré une séquence vidéo de l'écoulement à caractériser, les trajectoires des billes sont obtenues à l'aide du logiciel de traitement et d'analyse d'images ImageJ (ou Fiji). Plus précisément, nous avons recours au plugin Particle Tracker 2D/3D développé par le groupe de recherche MOSAIC de l'institut Max Planck de Dresde [164]. Cet outil permet de reconnaître de manière fiable les particules sphériques brillantes présentes sur une séquence d'images, d'en déduire la position de leur centre sur chaque image et enfin de reconstituer leur trajectoire à partir d'un certain nombre de paramètres pré-rentés. La **Figure 2.14** présente l'interface du logiciel, où l'on retrouve les différents paramètres listés ci-dessous qui permettent de discriminer les particules recherchées :

- La valeur approchée du rayon des particules recherchées, en nombre de pixels.
- La valeur seuil de l'indice permettant d'évaluer l'écart entre une forme détectée et une particule idéale dont la distribution spatiale de l'intensité lumineuse est supposée suivre un profil gaussien. Ce paramètre est censé aider à discriminer les éventuels artefacts ou amas de particules, mais sa valeur est en pratique souvent fixée à zéro.
- Le degré minimum de luminosité de particules recherchées, en pourcentage par rapport au maximum de la distribution en intensité lumineuse de l'image.
- Le nombre d'images maximum entre deux apparitions considérées comme d'une même bille lors de la reconstitution des trajectoires.

- La distance considérée comme maximale parcourue par une particule entre deux images consécutives.

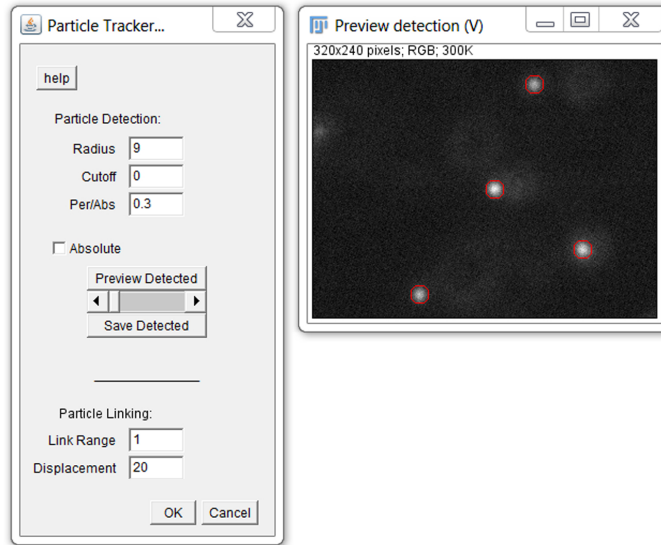


FIGURE 2.14 – Capture d'écran présentant l'interface du plugin Particle Tracker 2D/3D dans le logiciel ImageJ.

Les trajectoires obtenues servent alors au calcul de la vitesse des particules entraînées par le flux. La dimension temporelle de la séquence filmée est enregistrée au préalable lors de chaque expérience. Connaissant la position des particules et l'intervalle de temps écoulé entre l'acquisition de chaque image, il est possible de retrouver une vitesse d'écoulement moyenne par rapport à l'échelle de temps fixée par la fréquence d'enregistrement de la caméra.

2.4.2 Écoulement dans un canal microfluidique découpé

Prenons pour commencer le cas d'une puce optofluidique dont le canal a été découpé à l'aide d'un scalpel dans un film de PDMS. Dès la première observation expérimentale, il apparaît clairement que l'écoulement de la solution colloïdale dans le canal suit un régime impulsionnel. En effet, pour chaque injection réalisée par le pousse-seringue, l'ensemble des microbilles présentes sous l'objectif subissent un déplacement unidirectionnel dans le sens du flux sur un court laps de temps, suivi d'un retour à un régime purement Brownien, signe de l'absence de flux dans le canal. La durée de la phase de déplacement du fluide est du même ordre de grandeur que celle de l'injection du pousse-seringue. Ainsi, pour une injection de faible volume, par exemple de quelques pas d'injection ($1/3 \mu L$), on observe un léger sursaut des billes dans le sens du flux, tandis que pour une injection de plus grand volume, le fluide est mis en mouvement très rapidement et connaît une vitesse d'écoulement importante. Dans ce dernier cas, les billes en mouvement apparaissent de manière floues sur les images enregistrées et sortent très vite du cadre de l'image. Ces deux aspects rendent le suivi de particule, et donc l'estimation de la vitesse du flux, plus incertains.

L'expérience montre donc qu'un canal microfluidique fabriqué tel que précisé auparavant par découpage dans un film de PDMS ne permet pas la création d'écoulement continu de faible vitesse à l'aide du pousse-seringue. La raison de ceci est à chercher du côté des dimensions du canal. Si l'on considère un écoulement laminaire, dit « de Poiseuille », dans un canal microfluidique, cet écoulement se comporte de façon similaire à un flux d'électrons dans un conducteur ohmique. En effet, on peut faire correspondre par analogie le débit volumique Q_v à un courant électrique et la différence de pression ΔP de part et d'autre du canal à une différence de potentiel. Ces grandeurs sont reliées par une loi similaire à la loi d'Ohm pour un courant électrique, appelée loi de Hagen-Poiseuille :

$$\Delta P = R_h Q_v \quad (2.1)$$

où R_h tient lieu de « résistance hydrodynamique » du canal. Dans le cas d'un canal rectiligne uniforme de section rectangulaire et dont la largeur peut être considérée comme largement supérieure à sa hauteur, sa résistance propre est donnée par la formule suivante :

$$R_h \simeq \frac{12\eta L}{1 - 0,63(h/\ell)} \frac{1}{h^3\ell}, \quad h, \ell \ll L, \quad h \ll \ell \quad (2.2)$$

avec η la viscosité du liquide, L la longueur du canal, ℓ sa largeur et h sa hauteur. Ainsi, la valeur de la résistance hydrodynamique d'un canal découpé de section $0,07 \times 1 \text{ mm}^2$ est de $5 \times 10^{11} \text{ Pa.s.m}^{-3}$.

Or, pour poursuivre l'analogie électrique - hydrodynamique, le piston rempli d'air permettant de réguler la pression exercée en amont du liquide se comporte comme un condensateur de capacité C_h . Par conséquent, la détente du volume d'air comprimé à la suite d'une injection du pousse-seringue est semblable à la décharge d'un condensateur dans un circuit RC. En effet, en considérant le cas d'un liquide incompressible, on peut écrire : $Q_v = \frac{dV}{dt}$, et en considérant l'air comme un gaz parfait à température constante : $\frac{dV}{dP} = -\frac{V}{P}$. D'où l'équation décrivant la détente de l'air comprimé :

$$P(t) = P_{eq} + \Delta P e^{-\frac{t}{\tau}}, \quad \tau = R_h C_h, \quad C_h = \frac{V_{compr}}{P_{eq}} \quad (2.3)$$

La constante de temps τ caractérise l'échelle temporelle sur laquelle s'effectue la détente. Dans le cas d'un canal découpé, la constante de temps théorique d'un écoulement généré par un pas d'injection est de l'ordre de quelques secondes. Ceci explique pourquoi les écoulements observés expérimentalement s'effectuent sur une durée trop courte pour obtenir un flux continu à l'intérieur du canal microfluidique.

Il est donc nécessaire d'accroître la résistance hydrodynamique du canal pour obtenir un flux continu. Si l'on revient à la relation de Poiseuille (2.2), on remarque que plus le canal est long et sa section étroite, plus l'écoulement généré par une différence de pression imposée est ralenti. La longueur du canal étant imposée par les dimensions de la puce photonique, il est nécessaire de restreindre les dimensions de la section du canal pour ralentir l'écoulement créé à chaque injection du pousse-seringue. Notamment, diminuer la hauteur du canal peut s'avérer être un choix

judicieux dans la mesure où celle-ci joue un rôle prépondérant dans l'équation (2.2). Toutefois, d'un point de vue pratique, ceci est difficilement envisageable dans le cas d'un canal découpé dans un film de PDMS. Cette conclusion a finalement constitué la principale motivation pour la conception de canaux microfluidiques moulés de plus faible section.

2.4.3 Écoulement dans un canal microfluidique moulé

L'utilisation de canaux microfluidiques fabriqués par moulage permet d'abaisser d'à peu près un ordre de grandeur la hauteur du canal. Des largeurs de canaux plus faibles sont aussi facilement réalisables, si bien que la résistance hydrodynamique de ces canaux atteint cette fois-ci $2 \times 10^{15} \text{ Pa.s.m}^{-3}$ pour un canal de section $8 \times 200 \mu\text{m}^2$. La constante de temps théorique de l'écoulement généré par un pas d'injection du pousse-seringue est alors de l'ordre de 10^4 s . Ce qui permet de considérer l'écoulement continu et de vitesse constante pour une durée d'expérience de l'ordre de la dizaine de secondes. Dans ces conditions, il est possible d'estimer la vitesse moyenne de l'écoulement dans le canal à partir de la loi de Hagen-Poiseuille (2.1) : $v_{\text{moy}} = \frac{\Delta P}{R_h h \ell}$. Un calcul rapide permet d'évaluer à $\frac{1}{3} \times 10^2 \text{ Pa}$ la surpression ΔP induite par un pas d'injection du pousse-seringue. En découle un débit de $0,07 \mu\text{L.s}^{-1}$ et une vitesse d'écoulement moyenne d'environ $1 \times 10^{-5} \text{ m.s}^{-1}$.

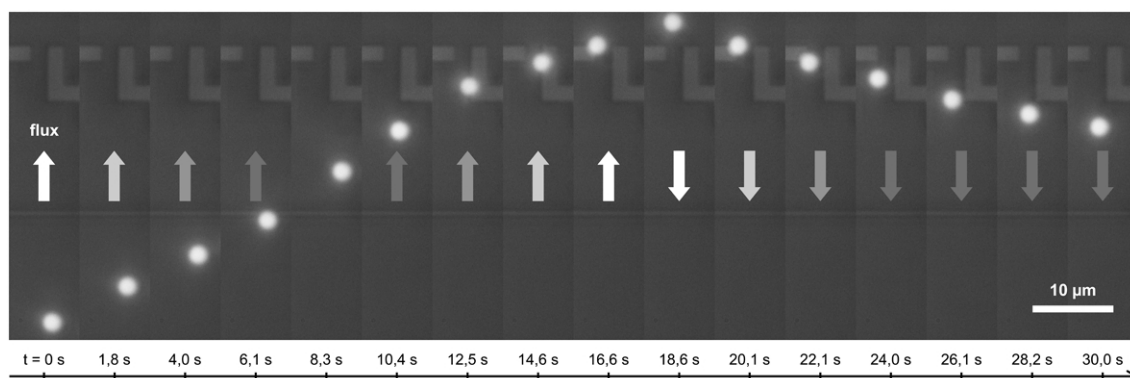


FIGURE 2.15 – Déplacement d'une bille de polystyrène fluorescente de $2 \mu\text{m}$ de diamètre sous l'action contrôlée d'un écoulement dans un canal microfluidique moulé.

Comme on peut s'en rendre compte sur la **Figure 2.15**, l'observation expérimentale de microbilles fluorescentes mises en mouvement par l'intermédiaire du pousse-seringue permet de vérifier le caractère continu de l'écoulement au sein d'un canal moulé. L'ordre de grandeur des vitesses de particules mesurées correspond bien à l'estimation faite précédemment. De plus, le contrôle de la vitesse d'écoulement est d'autant plus fin que la résistance hydrodynamique du canal est grande. Des variations de vitesses d'écoulement de l'ordre de quelques microns par seconde peuvent ainsi être générées dans les canaux microfluidiques moulés grâce au moteur pas à pas du pousse-seringue. Il est dès lors envisageable d'étudier le comportement d'objets piégés sur des nanocavités photoniques soumis à des écoulements de faibles vitesses.

2.5 Conclusion

Nous avons vu dans ce chapitre les différents aspects techniques et méthodologiques nécessaires à la réalisation des expériences optofluidiques qui vont suivre. A partir des bases existantes dédiées à la fabrication et l'utilisation de puces optofluidiques dites « statiques », l'ajout d'une dimension microfluidique a été mon objectif premier dans le but d'étudier le piégeage optique sur puce à l'intérieur de canaux microfluidiques. Pour cela, une étape clé a consisté à réaliser des lamelles de verre percées pour assurer les jonctions microfluidiques de la puce tout en préservant de bonnes conditions d'observation microscopique. Ensuite, deux procédés de fabrication de ces canaux ont été développés. D'une part, les canaux découpés à l'aide d'un scalpel dans un film de PDMS permettent une fabrication rapide. L'écoulement au sein du canal, dont la section est relativement importante, s'effectue de manière impulsionnelle. Ceci assure un retour à l'équilibre rapide au sein du canal après chaque impulsion, ce qui peut s'avérer utile lorsque l'on cherche à travailler à flux nul. A l'inverse, les canaux moulés, de section plus étroite, offrent la possibilité de travailler en flux continu et constant, sur une plage de vitesses d'écoulement allant de quelques microns à quelques dizaine de microns par seconde. Nous verrons dans les prochains chapitres la mise en œuvre de ces différents types de puces optofluidiques, et leurs intérêts pratiques selon chaque cas de figure.

Chapitre 3

Caractérisation d'une nanopince photonique et microscopie optofluidique en champ proche optique

Sommaire

3.1 Estimation de la force de piégeage par réaction à une force externe	56
3.1.1 Résistance du piège optique face à un écoulement	56
3.1.2 Estimation de la force de poussée hydrodynamique proche d'une paroi	57
3.1.3 Estimation de la force de piégeage d'une microbille	58
3.2 Agitation thermique et étude du potentiel de piégeage . . .	60
3.2.1 Cartographie du potentiel de piégeage par vidéo-microscopie	60
3.2.2 Influence de la taille des microbilles piégées : mise en évidence de différents régimes de piégeage	62
3.2.3 Influence de la puissance laser : mise en évidence d'aspects non-linéaires du piégeage optique en champ proche	66
3.3 Microscopie optofluidique en champ proche de modes résonants	69
3.4 Conclusion	72

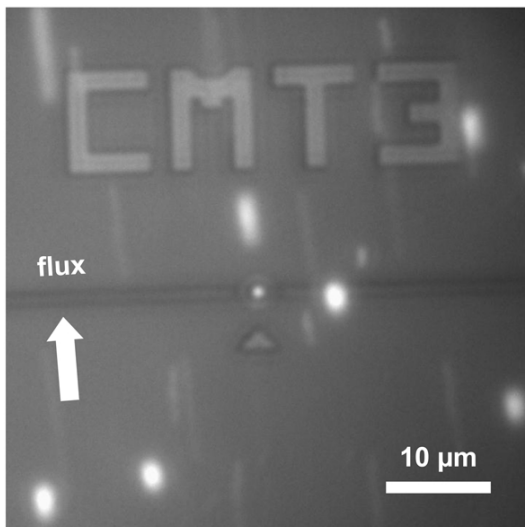
Nous allons dans ce chapitre nous atteler à l'étude des pièges optiques générés par des cavités à cristaux photoniques fabriquées au laboratoire. Dans une première approche, nous tenterons d'estimer la valeur des forces optiques mises en jeu. Pour cela, nous appliquerons sur un objet piégé une force perturbatrice générée par un écoulement microfluidique. Puis nous verrons comment l'agitation thermique d'un objet piégé peut à elle-seule nous permettre de cartographier le potentiel de piégeage

créé par le champ évanescent à la surface d'une nanocavité. Nous étudierons l'évolution de la forme de ce potentiel en fonction de la taille de microbilles piégées et de la puissance laser utilisée. L'existence de différents régimes de piégeage sera notamment mise en évidence, ce qui nous amènera à discuter du concept de microscopie optofluidique de champ proche optique.

3.1 Estimation de la force de piégeage par réaction à une force externe

3.1.1 Résistance du piège optique face à un écoulement

Lorsque l'on veut estimer les forces de rappel s'appliquant sur un objet piégé, la première idée qui vient à l'esprit consiste à appliquer une force perturbatrice et observer son effet sur la position d'équilibre de l'objet. Idéalement, on augmente progressivement l'amplitude de cette force, si possible jusqu'à ce que l'objet soit éjecté hors du piège pour connaître les limites du système. Dans notre cas, nous voulons mettre à l'épreuve les forces optiques agissant sur une particule piégée dans le champ proche d'une cavité photonique. Comme nous l'avons vu dans les chapitres précédents, la fabrication d'un canal microfluidique à la surface de la puce photonique nous permet de générer un écoulement au niveau de la zone de piégeage. L'interaction entre l'écoulement fluide et une particule piégée permet d'appliquer une force de poussée hydrodynamique sur cette particule.



(Document vidéo n°1)

FIGURE 3.1 – Image et vidéo d'une bille de $1 \mu\text{m}$ de diamètre piégée soumise à un écoulement impulsif.

L'expérience a été réalisée pour une bille de $1 \mu\text{m}$ de diamètre piégée sur une cavité située dans un canal microfluidique découpé dans un film de PDMS. Comme le montre la **Figure 3.1**, la bille piégée est capable de résister à des écoulements impulsifs. Tandis que les particules en suspension dans le canal se laissent porter

par le courant, la bille piégée sur la cavité n'accuse qu'un léger écart dans le sens de l'écoulement par rapport à sa position d'équilibre au repos.

3.1.2 Estimation de la force de poussée hydrodynamique proche d'une paroi

L'enjeu consiste maintenant à estimer la force réellement appliquée par l'écoulement sur la particule piégée. une méthode notamment utilisée dans le cas des pinces optiques en champ lointain repose sur la mesure de la vitesse de l'écoulement [165, 166]. Celle-ci permet en effet de remonter à la force de frottement hydrodynamique grâce à la loi de Stokes :

$$\vec{F}_f = -\gamma_s \vec{v}, \quad \gamma_s = 6\pi\eta a \quad (3.1)$$

où γ_s correspond au coefficient de frottement visqueux en translation de la particule, η représente la viscosité dynamique de l'eau qui est de $1,00 \times 10^{-3} Pa.s$ à $20^\circ C$, et a le rayon de la particule sphérique. Cette expression est valide si l'on considère un fluide incompressible en régime stationnaire, ce qui s'applique en général au cadre de la microfluidique.

Toutefois, cette formule simple n'est valable que sous l'hypothèse d'un écoulement homogène, loin de toute paroi. Or, le piégeage en champ proche prend place par définition à proximité d'une surface, celle de la puce photonique dans notre cas. Ceci donne lieu à deux conséquences notables, l'une sur la viscosité effective du milieu ressentie par les particules en suspension, l'autre sur le profil de vitesse de l'écoulement à l'intérieur du canal microfluidique.

En premier lieu, la présence d'une paroi solide à proximité d'une particule en suspension affecte la mobilité de cette dernière. À cause du confinement de l'eau présente entre la particule et la paroi, la viscosité dynamique du milieu ressentie par la particule se trouve localement accrue. Ce phénomène est usuellement décrit de façon approchée grâce à la loi de Faxén [166]. Celle-ci apporte un facteur correctif au coefficient de frottement visqueux en fonction du rayon a de la particule sphérique considérée et de la distance h séparant son centre de la paroi. Dans le cas d'un mouvement de translation parallèle à la paroi, ce facteur de correction est donné par la loi suivante :

$$\gamma_{eff} = \frac{6\pi\eta a}{1 - \frac{9}{16} \left(\frac{a}{h}\right) + \frac{1}{8} \left(\frac{a}{h}\right)^3 - \frac{45}{256} \left(\frac{a}{h}\right)^4 - \frac{1}{16} \left(\frac{a}{h}\right)^5} \quad (3.2)$$

Pour une bille de $1 \mu m$ de diamètre, le coefficient de frottement visqueux peut ainsi voir sa valeur effective tripler selon la position de la bille par rapport à la surface de la puce, passant de $9,4 \times 10^{-9} kg.s^{-1}$ loin de la paroi à $2,9 \times 10^{-8} kg.s^{-1}$ dans le cas limite où la bille entrerait en contact avec la surface. L'évolution de ce coefficient de frottement en fonction de la distance entre la bille de $1 \mu m$ et la surface considérée est décrite par la courbe tracée sur la **Figure 3.2**. Par ailleurs, le relief créé par une nanostructure en silicium haute de $340 nm$ vient ajouter une

complexité supplémentaire qui nous éloigne du modèle considéré par la loi de Faxén. L'estimation du coefficient de frottement visqueux en translation d'une microbille piégée à la surface d'une cavité s'avère donc être un calcul relativement incertain.

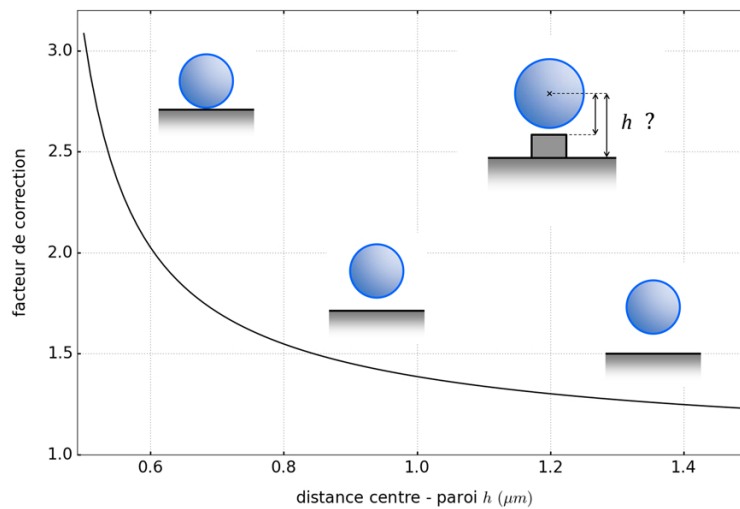


FIGURE 3.2 – Évolution en fonction de la distance de la bille à la paroi du facteur correctif du coefficient de frottement visqueux calculé à partir de la loi de Faxén dans le cas d'une bille de $1 \mu\text{m}$ en mouvement de translation parallèle à la paroi. En présence d'un guide d'onde en relief à la surface de la puce, l'estimation fournie par la loi de Faxén n'est plus valide.

D'autre part, l'écoulement laminaire créé dans un canal microfluidique présente un profil de vitesse parabolique. Cette inhomogénéité du profil de vitesse ne peut être négligée dans un canal de petite dimension, en particulier à proximité des parois. Le flux auquel est soumise une particule piégée, ainsi que les autres particules avoisinantes, ne peut donc pas être considéré comme homogène. Il est alors difficile d'estimer précisément la vitesse de ce flux puisque les différentes particules circulant dans le canal n'évoluent pas à la même vitesse selon leur altitude par rapport à la surface de la puce photonique.

3.1.3 Estimation de la force de piégeage d'une microbille

Si l'on revient à l'expérience décrite précédemment, le faible nombre d'images enregistrées par seconde et le flou cinétique traduisant la vitesse des particule en mouvement complexifient encore un peu plus l'estimation de la vitesse des particules. Une autre expérience, décrite par la **Figure 3.3**, rend compte à nouveau de la résistance d'une bille de $1 \mu\text{m}$ faiblement piégée (repérée en rouge) face à un écoulement impulsif, mais cette fois-ci avec un nombre d'images par seconde plus élevé. Là encore, les différentes particules emportées par l'écoulement n'ont pas toutes la même vitesse en fonction de leur altitude par rapport à la surface de la puce photonique. Cependant, il est possible d'estimer la vitesse de l'écoulement proche de la paroi grâce à l'analyse de la trajectoire de la bille repérée en bleu sur la **Figure 3.3**. Celle-ci se trouve en effet proche de la surface de la puce photonique

3.1. Estimation de la force de piégeage par réaction à une force externe

comme en atteste sa faible vitesse de déplacement. On peut également remarquer que son image, nette, est semblable à celle de la microbille piégée, ce qui nous conforte dans l'idée que les deux billes se situent à peu près à la même distance de la surface de la puce.

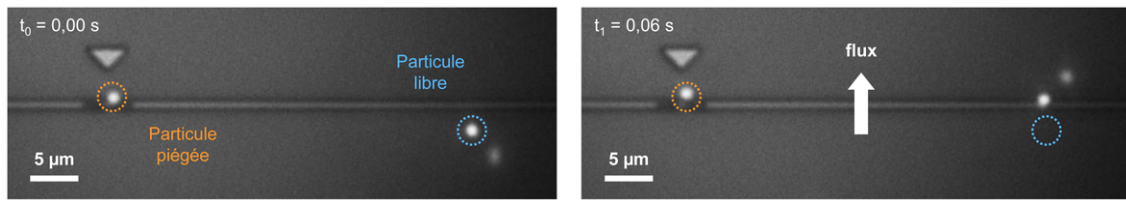


FIGURE 3.3 – Billes de $1 \mu\text{m}$ proches de la surface de la puce, l'une piégée, l'autre libre, soumises à un écoulement impulsionnel dans un canal microfluidique.

La **Figure 3.4** permet de comparer l'évolution de la vitesse selon l'axe verticale (dans la direction de l'écoulement) de chacune des deux billes. Au repos, les deux billes sont animés d'un mouvement aléatoire continu du fait de leur énergie thermique, ce qui se traduit par une fluctuation continue de leur vitesse instantanée. Dans les deux cas, cette fluctuation est d'amplitude comparable et reste relativement faible, de l'ordre de quelques micromètres par seconde. Par contre, la vitesse de la bille libre, représentée en bleu, connaît un brusque sursaut lorsque celle-ci est emportée sous l'action d'un écoulement impulsionnel. Entre deux images successives, un déplacement de la bille libre de $3 \mu\text{m}$ dans le sens du flux permet de mesurer une vitesse maximale de l'écoulement légèrement supérieure à $50 \mu\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$. La vitesse de la bille piégée, quant à elle représentée en rouge, traduit le léger déplacement de la bille hors de sa position d'équilibre (vitesse positive), puis son retour à sa position d'équilibre initiale au-dessus de la cavité (vitesse négative). Les deux courbes noires de la **Figure 3.4** représentent l'allure générale des courbes expérimentales au moment où se produit l'écoulement impulsionnel dans le canal, de manière à faire ressortir le comportement propre de chaque bille.

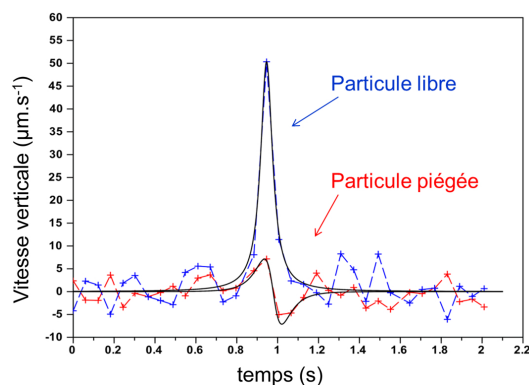


FIGURE 3.4 – Vitesses respectives des deux billes de $1 \mu\text{m}$. Les courbes noires mettent en avant les allures différentes des courbes de vitesse lorsque l'écoulement se produit, traduisant ainsi la différence de comportement entre la bille libre et la bille piégée.

Si l'on s'intéresse maintenant à la force exercée par le liquide en écoulement sur la microbille piégée, on peut appliquer la loi de Stokes au cas d'une bille sphérique

de $1 \mu\text{m}$ de diamètre plongée dans un liquide dont la vitesse d'écoulement est de $50 \mu\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$. En tenant compte de la loi de Faxén, on en déduit une valeur de la force de piégeage comprise entre $0,7 \text{ pN}$ (si l'on considère la bille à 340 nm de la surface de la puce) et $1,5 \text{ pN}$ (si l'on considère la bille en contact avec la surface de la cavité). Mais insistons à nouveau sur le fait qu'il ne s'agit ici que d'une estimation, notamment à cause des conséquences de la proximité de la surface de la puce, mais également du fait du caractère restreint de l'expérience, aussi bien au niveau temporel qu'en terme de nombre de particules étudiées.

3.2 Agitation thermique et étude du potentiel de piégeage

Comme nous venons de le voir, tenter d'agir par voie mécanique de façon minutieuse et contrôlée sur une particule microscopique piégée par force optique dans un canal microfluidique est relativement ardu, et la description précise des phénomènes observés se révèle être une tâche d'autant plus délicate que ceux-ci se déroulent dans un environnement complexe et confiné. Un regard en arrière sur l'histoire des pinces optiques et des techniques de caractérisation des pièges optiques nous enseigne qu'il existe une voie plus astucieuse permettant de caractériser un piège optique, à savoir l'étude de l'agitation thermique de l'objet piégé. En effet, comme nous l'avons remarqué au cours de l'expérience présentée dans le paragraphe précédent, une microbille piégée est toujours animée d'un mouvement aléatoire au-dessus de la cavité qui sert de pince optique. Dans la suite de ce chapitre, nous allons voir comment l'analyse de ce mouvement peut nous renseigner sur les interactions entre l'objet piégé et le champ électromagnétique à l'origine du piège optique.

3.2.1 Cartographie du potentiel de piégeage par vidéo-microscopie

Comme cela a été présenté dans le premier chapitre de cette thèse, tout objet en solution colloïdale est animé en permanence d'un mouvement aléatoire résultant de son énergie thermique. En l'absence de toute force perturbatrice, ce mouvement est généralement décrit par un modèle de diffusion brownienne. Mais lorsqu'un tel objet croise sur sa trajectoire un puits de potentiel suffisamment profond, il se trouve attirer par ce « piège » au point de ne plus pouvoir s'en échapper. Le mouvement de l'objet est alors contraint par la forme de ce puits de potentiel, à la manière d'une bille qui serait animée d'une agitation propre au fond d'un bol.

Dans le cas d'un piège optique, celui-ci peut être assimilé à un puits de potentiel dans la mesure où les forces de gradient qui en sont à l'origine sont conservatives. Elles dérivent donc d'un potentiel dit « de piégeage ». Le mouvement d'une particule piégée dans ce puits de potentiel et soumise à son agitation thermique est régie par la statistique de Boltzmann [166]. En effet, la probabilité $\mathcal{P}(\vec{r})$ de trouver la particule en une position donnée de l'espace est liée au potentiel de piégeage $U_{\text{piège}}(\vec{r})$ par la relation suivante :

$$\mathcal{P}(\vec{r}) \propto \exp\left(-\frac{U_{\text{piège}}(\vec{r})}{k_B T}\right) \quad (3.3)$$

où le produit de la constante de Boltzmann k_B par la température T représente l'énergie thermique de la particule. Il est donc possible de déduire la forme du potentiel de piégeage de l'analyse du mouvement d'une particule piégée, puisque cartographier la probabilité de présence de la bille revient à cartographier le potentiel de piégeage à une relation exponentielle près. Cette technique d'observation microscopique s'inscrit dans l'ensemble des techniques regroupées sous le nom de « microscopie à force photonique » (dont l'acronyme anglais est « PFM ») qui consiste à sonder les interactions d'une particule piégée avec son environnement à travers l'étude de son mouvement d'agitation thermique [72, 73].

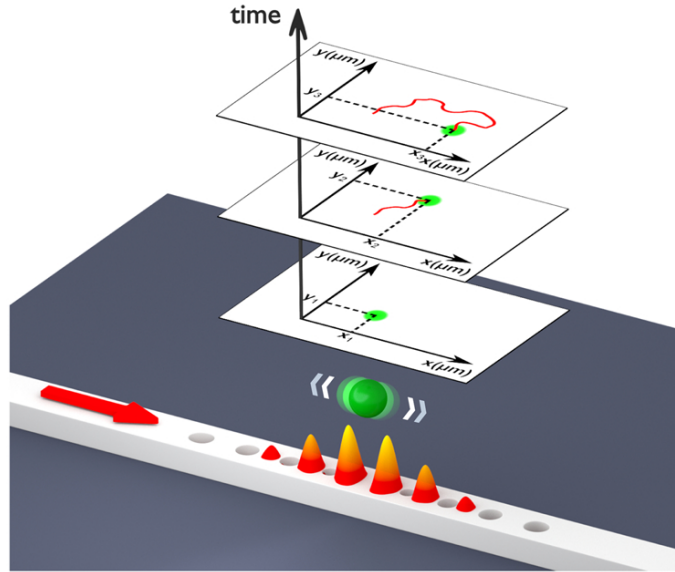


FIGURE 3.5 – Principe d'imagerie de potentiel de piégeage par suivi de particule

Afin de caractériser les nanopincettes optiques que constituent les nanocavités photoniques étudiées ici, l'analyse du potentiel de piégeage se révèle primordiale. En effet, rien ne prouve a priori que celui-ci puisse être assimilé à un puits de potentiel harmonique, modèle souvent utilisé pour décrire un piège optique en espace libre. Au contraire, étant donné la distribution relativement complexe de l'intensité électromagnétique du mode résonant d'une nanocavité, représenté sur la **Figure 3.5**, il est légitime de se demander quelle sera la distribution spatiale du champ de force s'appliquant à une microbille diélectrique interagissant avec le champ évanescent de ce mode résonant.

Afin de répondre à cette question, l'agitation thermique de microbilles piégées a été observée et filmée en microscopie en fluorescence. Le mouvement des billes a été enregistré à un rythme de 24 images par seconde de manière à constituer en quelques minutes une séquence d'images suffisamment fournies pour constituer une base de données statistiquement valide. Sur chaque image, la position du centre de la bille piégée est alors repérée par suivi de particule comme indiqué sur la **Figure 3.5**. La discrétisation des images réalisées est de 42 nm par pixel, mais la taille relativement grande des microbilles et le bon rapport signal-sur-bruit obtenu grâce à l'observation en fluorescence permettent une localisation à l'échelle sous-pixel du centre des billes. Pour chaque séquence d'images, un histogramme bidimensionnel de la distribution

spatiale des points obtenus est ensuite réalisé selon une grille de surface unitaire $0,5 \times 0,5 \text{ pixel}^2$, soit $21 \times 21 \text{ nm}^2$. Représentés en utilisant une échelle de couleur logarithmique, ces histogrammes offrent une projection discrétisée en vue de dessus du potentiel de piégeage ressenti par chaque bille piégée.

3.2.2 Influence de la taille des microbilles piégées : mise en évidence de différents régimes de piégeage

Dans un premier temps, nous nous sommes intéressés à l'influence de la taille des microbilles piégées sur la géométrie du potentiel de piégeage. La **Figure 3.6** présente les distributions de positions obtenues pour des billes piégées de diamètres respectifs de $2 \mu\text{m}$, $1 \mu\text{m}$ et 500 nm . Les histogrammes correspondants sont également représentés en échelle de couleur logarithmique.

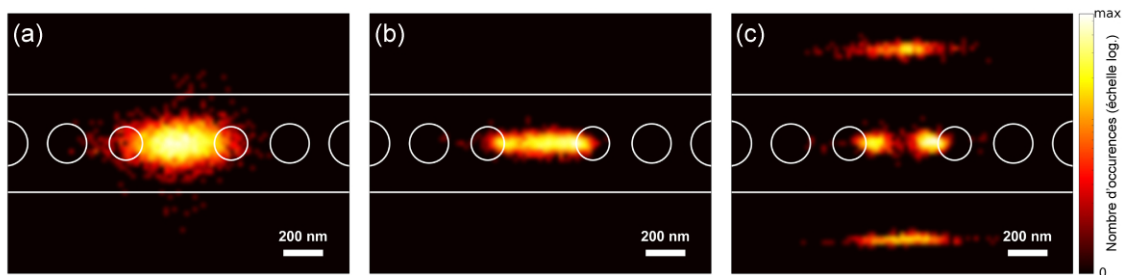


FIGURE 3.6 – Cartographies expérimentales des potentiels de piégeage perçus par des microbilles de polystyrène de différents diamètres : (a) $2 \mu\text{m}$, (b) $1 \mu\text{m}$ et (c) 500 nm .

La comparaison de ces trois cartographies de potentiel de piégeage fait clairement apparaître les différences de morphologie qu'engendre une variation de la taille de la bille piégée. Le potentiel de piégeage ressenti par la bille de $2 \mu\text{m}$ comporte un unique puits de potentiel de forme elliptique localisé au centre de la nanocavité, tandis que celui ressenti par la bille de 500 nm est constitué de quatre puits de potentiels, dont deux se situent au-dessus des maxima d'intensité du mode résonant représenté sur la **Figure 3.7**, et deux autres de chaque côté de la nanocavité. On voit donc apparaître une différence nette entre deux régimes de piégeage. Si la bille de 500 nm est indépendamment attirée par chacun des principaux ventres du mode résonant, la bille de $2 \mu\text{m}$ subit de son côté l'attraction simultanée de ces deux maxima d'intensité, ce qui aboutit à une unique position d'équilibre au-dessus du nœud central du mode résonant. Ceci est dû à la large étendue de recouvrement entre la bille et le champ évanescent à la surface de la cavité, comme on peut aisément s'en convaincre à partir de la **Figure 3.7**. La bille de $1 \mu\text{m}$, quant à elle, semble faire la transition entre ces deux configurations, évoluant dans un unique puits de potentiel central et de faible largeur, joignant les deux maxima d'intensité du mode résonant de la nanocavité. Par la suite les deux régimes de piégeage observés seront désignés respectivement par les termes de « régime moyenné » dans le cas de la bille de $2 \mu\text{m}$, et « régime proportionnel » dans le cas de la bille de 500 nm . Ce choix est justifié par l'action « moyennée » des deux maxima d'intensité à l'encontre de la bille de $2 \mu\text{m}$, tandis que la bille de 500 nm est soumise à un potentiel de piégeage qui semble

obéir à une relation de proportionnalité vis-à-vis de l'intensité électromagnétique du champ évanescent.

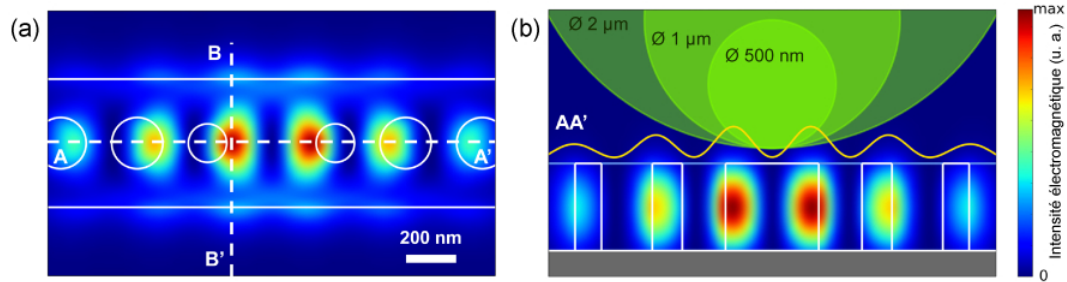


FIGURE 3.7 – Distribution de l'intensité électromagnétique du mode résonnant de la cavité photonique calculée par méthode Finite-difference time-domain 3D (FDTD 3D) : (a) vue de dessus dans le champ proche de la cavité et (b) vue en coupe selon l'axe AA', au centre de la cavité. Les billes de différentes tailles sont représentées à l'échelle, ainsi que le profil d'intensité du champ évanescent présent au-dessus de la cavité.

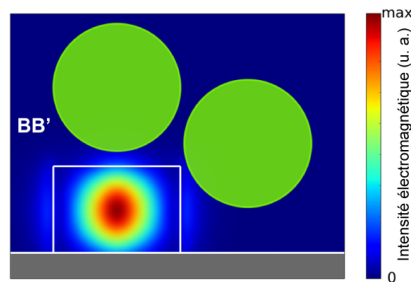


FIGURE 3.8 – Distribution de l'intensité électromagnétique du mode résonnant de la cavité photonique calculée par méthode Finite-difference time-domain 3D (FDTD 3D) : vue en coupe selon l'axe BB'. Deux billes de 500 nm occupant différentes positions de piégeage sont également représentées à l'échelle

Si l'on s'intéresse d'un peu plus près au potentiel de piégeage de la bille de 500 nm, les puits latéraux peuvent sembler à première vue étrangement éloignés des bords de la nanocavité. Il s'agit en réalité de la distance séparant le centre de la bille de la paroi verticale de la cavité, il est donc normal d'observer un écart de l'ordre du rayon de la bille. La distance mesurée étant parfois égale, voire légèrement inférieure au rayon de la bille, on peut supposer que cette dernière est piégée à proximité de l'arête supérieure de la structure photonique, comme représenté sur la **Figure 3.8**. Attirée par le champ évanescent présent le long de la cavité, la bille ne peut cependant pas descendre au niveau du centre de la paroi latérale, d'une part pour une raison d'encombrement spatial, mais aussi à cause de l'effet combiné des forces de répulsion électrostatique émergeant des surfaces de la cavité et du substrat en silice. Ces forces de répulsion sont au contraire minimisées à proximité de l'arête supérieure de la paroi latérale de la nanocavité, ce qui explique la présence d'une position d'équilibre probablement déportée vers le haut de la structure.

En terme de raideur de piège, le potentiel de piégeage de la bille de 2 µm, que son profil gaussien permet d'être comparé à un puits de potentiel harmonique, présente

une constante de raideur k_x de $0,24 \pm 0,01 \text{ fN.nm}^{-1}$ selon l'axe de la nanocavité et une constante de raideur k_y de $1,3 \pm 0,1 \text{ fN.nm}^{-1}$ selon la direction perpendiculaire. Ces valeurs relativement faibles s'expliquent par la large étendue spatiale du puits de potentiel. Dans le cas de la bille de 500 nm , les deux puits de potentiels centraux sont au contraire beaucoup plus étroit et tirent parti du confinement sublongueur d'onde de la lumière au sein de la cavité. Les constantes de raideur associées s'élèvent alors à $k_x = 2,5 \pm 0,2 \text{ fN.nm}^{-1}$ et $k_y = 8,3 \pm 1,8 \text{ fN.nm}^{-1}$ pour le piège le plus intense (situé à droite sur la **Figure 3.6**) et $k_x = 2,1 \pm 0,2 \text{ fN.nm}^{-1}$ et $k_y = 7,2 \pm 0,6 \text{ fN.nm}^{-1}$ pour le second piège (situé à gauche sur la **Figure 3.6**). Ces valeurs sont tout à fait en adéquation avec les valeurs que l'on trouve dans la littérature pour des billes de dimensions proches [121].

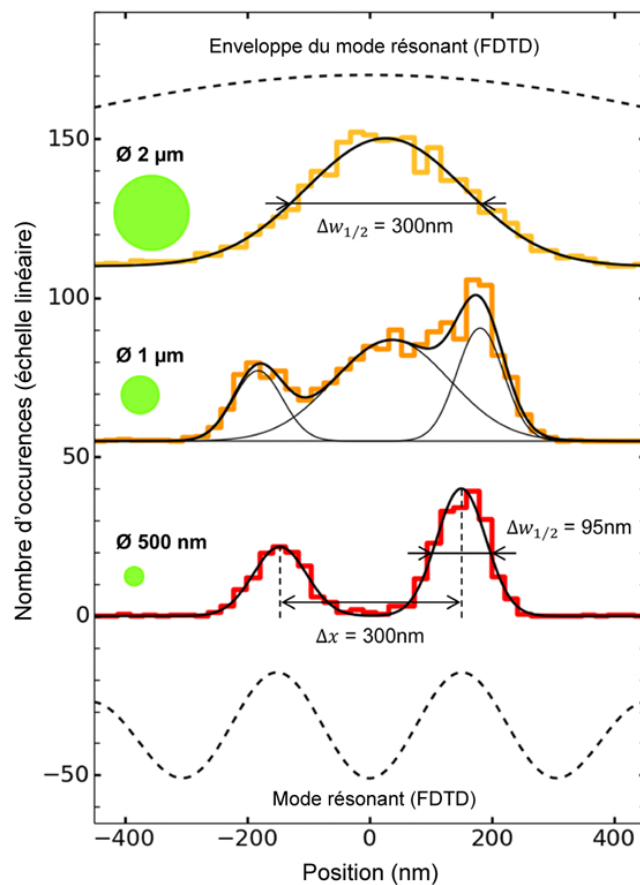


FIGURE 3.9 – Coupes transversales des histogrammes de positions obtenus pour les différentes tailles de billes piégées. Des courbes de sommes de fonctions gaussiennes, tracées en noir, sont utilisées pour approcher l'allure des courbes expérimentales et ainsi mettre en évidence la présence des différents puits de potentiels.

En ce qui concerne le cas intermédiaire de la bille de $1 \mu\text{m}$, celui-ci s'avère plus difficile à traiter. En effet, s'il est possible de définir une constante de raideur latérale k_y de $6,5 \pm 1,6 \text{ fN.nm}^{-1}$ à peu près constante sur toute la largeur du puits, la forme étirée de ce dernier empêche toute comparaison à un puits de potentiel harmonique selon l'axe de la nanocavité. Pour comprendre la raison de cette forme anormalement étirée, il est nécessaire de se reporter aux coupes transversales des potentiels de

piégeage tracées sur la **Figure 3.9**. Comme le prouvent les trois courbes gaussiennes utilisées pour modéliser l'allure de la courbe expérimentale relative à la bille de $1 \mu m$, le potentiel de piégeage de cette dernière est en réalité constitué de trois puits de potentiels se recouvrant partiellement. La présence de ces trois positions d'équilibre adjacentes atteste de la coexistence des deux régimes de piégeage dans le cas de la bille de $1 \mu m$. On retrouve en effet à la fois la position d'équilibre centrale semblable à celle adoptée par la bille de $2 \mu m$, et les deux positions situées au-dessus de chaque maximum d'intensité qui se rapprochent du cas de la bille de $500 nm$.

Référence	Configuration de piégeage	Théorie	Expérience	Ratio critique d/D
[166] P. Zemánek <i>et al.</i> (2002)	Onde stationnaire gaussienne	✓		0,69
[167] A.A. Afanas'ev <i>et al.</i> (2003)	Franges d'interférence planes	✓		0,71 ($n_{bille}=1,46$)
[168] P. Zemánek <i>et al.</i> (2003)	Onde stationnaire gaussienne	✓		0,78
[169] T. Čižmár <i>et al.</i> (2005)	Faisceau de Bessel stationnaire	✓	✓	0,81
[170] O. Moine (2005)	Franges d'interférence planes	✓		0,74
[171] I. Ricárdez-Vargas <i>et al.</i> (2006)	Franges d'interférence planes	✓		0,63
[172] T.M. Grzegorzczak <i>et al.</i> (2006)	Réseau de pièges optiques hexagonal	✓ (2D)		> 0,84
[109] T. Čižmár <i>et al.</i> (2006) [110] M. Šiler <i>et al.</i> (2006)	Franges d'interférence linéaires en champ proche	✓	✓	0,8
[173] P. Jákl <i>et al.</i> (2008)	Franges d'interférence planes	✓	✓	0,65
[174] W. Mu <i>et al.</i> (2008)	Franges d'interférence planes	✓	✓	0,65 – 0,73
[175] A.V. Arzola <i>et al.</i> (2009)	Franges d'interférence planes	✓	✓	0,64
[176] M. Šiler <i>et al.</i> (2011)	Franges d'interférence linéaires en champ proche	✓		0,81
[177] J.M. Taylor (2011)	Franges d'interférence linéaires en champ proche	✓		0,79
[178] L. Jia <i>et al.</i> (2011)	Onde plane stationnaire	✓		> 0,75
[179] S. Ahlawat <i>et al.</i> (2012)	Réseau linéaire de pièges optiques gaussiens	✓	✓	0,88 ($n_{bille}=1,55$)
[180] D.A. Shilkin <i>et al.</i> (2014)	Onde stationnaire gaussienne	✓		0,7
[181] P. Jákl <i>et al.</i> (2014)	Franges d'interférence planes	✓		0,8 ($D=0,3\mu m$) 0,7 ($D=3\mu m$)

FIGURE 3.10 – Tableau récapitulatif de l'étude comparative menée à partir de travaux déjà publiés sur les réseaux de pièges optiques où apparaissent différents régimes de piégeage [110, 111, 167–182]. Pour chaque référence, la configuration de piégeage utilisée est indiquée, ainsi que la nature théorique ou expérimentale des résultats. Les valeurs de ratio critiques d/D entre distance « inter-piège » et diamètre de bille ont été soit reproduites directement, soit calculées à partir des données publiées. Sauf mention contraire, toutes ces études prennent en considération des billes de polystyrène ($n_{bille} = 1,58 \sim 1,59$) de tailles diverses, piégées à l'aide de puissances laser différentes.

L'existence de différents régimes de piégeage marquant l'influence de la taille de l'objet piégé est une chose connue et déjà rapportée dans la littérature traitant des réseaux de pièges optiques [110, 111, 167–182]. Cependant, l'observation simultanée de deux régimes pour un même diamètre de bille semble être un fait nouveau, propre à la configuration en champ proche étudiée ici. Il apparaît également que la

transition entre régimes de piégeage observée ici a lieu pour des tailles de billes étonnamment grandes au regard des résultats des travaux déjà publiés. Jusqu'à présent, ce phénomène n'a été mis en évidence et étudié qu'à l'aide de réseaux de franges d'interférence en espace libre ou dans le champ évanescent à la surface d'un prisme. Si l'on s'intéresse au ratio entre la distance « inter-piège » d séparant les deux maxima d'intensité et le diamètre $D = 2a$ de la bille piégée, on note dans la littérature que la transition entre le régime moyenné et le régime proportionnel se produit pour des valeurs critiques de ce ratio comprises entre 0,65 et 0,9, comme en témoigne la **Figure 3.10** récapitulant l'ensemble des données bibliographiques analysées. Or, les résultats présentés ici font état de l'observation du régime proportionnel dans le cas d'une bille de 500 nm piégée par deux pics d'intensité séparés par seulement 300 nm. Dans notre cas, la valeur critique du ratio entre la distance « inter-piège » et le diamètre de bille est donc inférieure à 0,6. Par ailleurs, la coexistence des deux régimes de piégeage dans le cas de la bille de 1 μm tend à prouver que cette valeur critique se situe aux alentours de 0,3.

Cette propriété semble donc émerger de la configuration particulière du piégeage optique dans le champ proche de structures confinant fortement la lumière. Si d'autres études se sont déjà intéressées à des réseaux de pièges optiques similaires, que ce soit dans le cadre de pinces photoniques ou plasmoniques, aucune ne s'est attardée sur cet aspect des mécanismes de piégeage. L'étude menée ici met donc en évidence la capacité de ces réseaux de nanopinces optiques à piéger de façon précise et efficace des objets de relativement grande taille comparé à la densité du réseau de pièges utilisé. Ceci peut se révéler intéressant dans le cadre d'applications en microfluidique pour la manipulation et le tri sur puce de micro-objets en solution [110,111,172,174], mais également en photonique, comme cela sera abordé dans la suite de ce chapitre.

3.2.3 Influence de la puissance laser : mise en évidence d'aspects non-linéaires du piégeage optique en champ proche

Un autre paramètre clé régissant les mécanismes de piégeage optique est la puissance laser utilisée. Le caractère linéaire de l'influence de la puissance laser sur le potentiel de piégeage, et notamment sur la raideur du piège, est souvent considéré comme acquis car souvent mis en avant dans les travaux portant sur les pinces optiques. Cette linéarité, facile à appréhender, se révèle très pratique lorsqu'il s'agit de calibrer un piège optique en espace libre. Elle a également été recherchée lors de l'étude des forces optiques en champ proche et de la conception de nanopinces optiques. Si quelques travaux ont retrouvé cette linéarité dans certaines configurations de piégeage dans le champ proche de structures photoniques ou plasmoniques [129,143], nous nous sommes au contraire intéressés aux aspects non-linéaires pouvant émerger de cette situation en champ proche.

Tout d'abord, revenons au cas des billes de 1 μm . L'expérience précédente a fait apparaître l'existence de trois positions d'équilibre dans le potentiel de piégeage perçu par une bille de cette taille. Ce résultat a été attribué à la coexistence de deux régimes de piégeage par comparaison avec les potentiels de piégeage de billes

plus grandes ou plus petites. L'influence de la puissance laser sur le piégeage d'une bille de $1\ \mu\text{m}$ vient également appuyer cette conclusion. En effet, au cours d'une seconde expérience, nous avons fait varier la puissance laser alimentant le piège optique. Pour ce faire, la pointe de la fibre d'injection a été progressivement décalée d'une position trop haute par rapport à l'entrée du guide en silicium, vers une position plus centrée permettant un couplage maximal de la lumière laser vers la puce photonique. La **Figure 3.11** présente les potentiels de piégeage observés pour trois niveaux croissants de puissance laser. On peut voir sur ces images que le puits de potentiel central tend à disparaître au profit des puits de potentiel latéraux lorsque la puissance laser augmente. Ce résultat apparaît de manière plus nette encore sur les coupes transversales de ces potentiels de piégeage, représentées sur la **Figure 3.12**. Les tendances contrastées des puits de potentiel associés à chaque régime de piégeage traduisent ainsi un comportement non-linéaire du potentiel de piégeage.

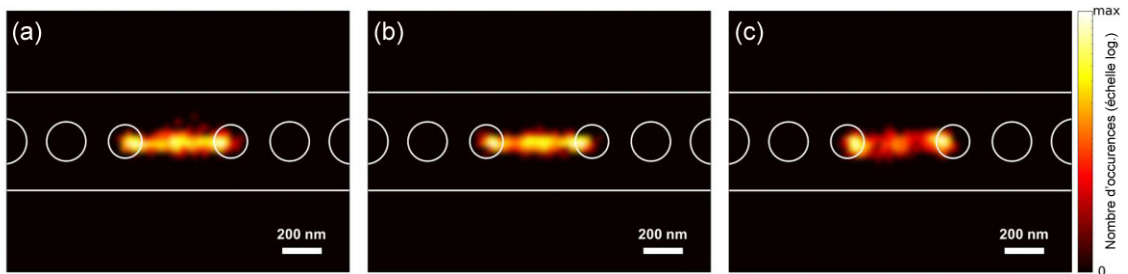


FIGURE 3.11 – Cartographies expérimentales des potentiels de piégeage perçus par une bille de $1\ \mu\text{m}$ à (a) faible, (b) moyenne et (c) forte puissances laser.

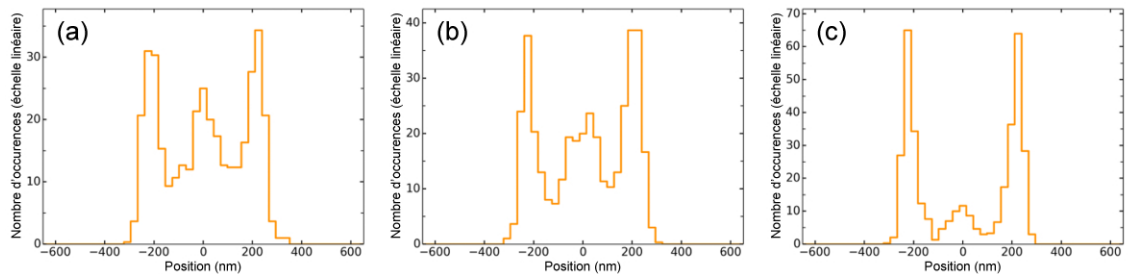


FIGURE 3.12 – Coupes transversales des histogrammes de positions obtenus à l'aide d'une bille de $1\ \mu\text{m}$ piégée à (a) faible, (b) moyenne et (c) forte puissances laser.

Si l'on regarde d'un peu plus près les puits latéraux qui correspondent au régime de piégeage proportionnel, on remarque que dans le cas de la bille de $1\ \mu\text{m}$, leur position est légèrement excentrée par rapport à la position des pics d'intensité du mode résonant dans la cavité. Ceci nous incite à prendre en compte la présence des trous des miroirs de la cavité. En effet, l'absence de silicium au niveau des premiers trous de chaque miroir crée une distribution asymétrique des charges de surface autour de chacun des deux maxima d'intensité du mode résonant. On peut donc s'attendre à des positions d'équilibre déportées vers ces trous qui minimisent les forces électrostatiques repoussant la bille piégée. Pour revenir à l'effet de l'augmentation de

la puissance laser utilisée, le caractère non-linéaire observé au niveau du potentiel de piégeage peut alors s'expliquer par la modification de la balance entre forces attractives et forces répulsives. Les deux champs de forces opposées n'ayant pas la même distribution spatiale, il n'est pas surprenant que le potentiel de piégeage se trouve remodelé lorsque l'on augmente l'intensité de l'une d'entre elles. Contrairement au cas des pinces optiques en espace libre, les forces électrostatiques répulsives jouent donc un rôle essentiel dans le piégeage optique en champ proche. À ce titre, une attention particulière mérite d'être portée à la géométrie, aux matériaux et aux éventuels traitements de surfaces des nanostructures étudiées.

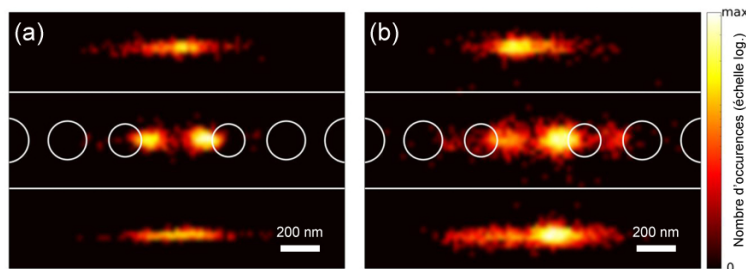


FIGURE 3.13 – Cartographies expérimentales des potentiels de piégeage perçus par une bille de 500 nm à (a) moyenne et (b) faible puissances laser (respectivement 31 mW et 11 mW en sortie de source laser).

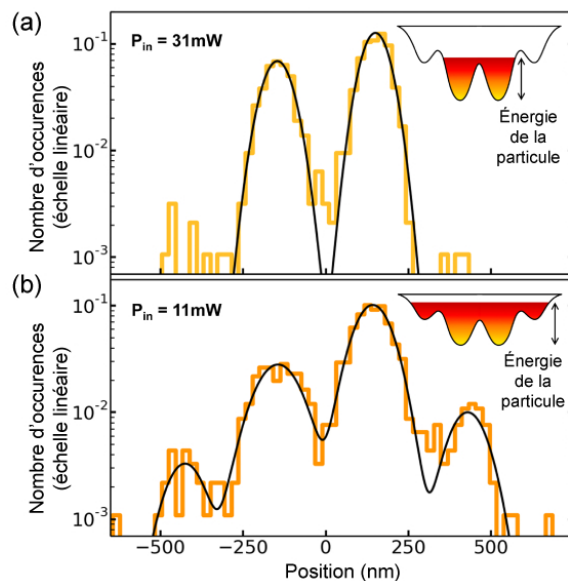


FIGURE 3.14 – Coupes transversales des histogrammes de positions obtenus pour les différentes tailles de billes piégées. Des courbes de sommes de fonctions gaussiennes, tracées en noir en tenant compte de l'échelle logarithmique, sont utilisées pour approcher l'allure des courbes expérimentales et ainsi mettre en évidence la présence des différents puits de potentiels.

Intéressons-nous maintenant aux billes de 500 nm. La **Figure 3.13** présente les potentiels de piégeage obtenus à partir des positions de billes de 500 nm piégées sur deux cavités de géométries similaires à des niveaux de puissance laser différents.

À plus faible puissance, la trajectoire de la bille piégée recouvre une plus grande part de la cavité. Une intensité électromagnétique moindre du champ évanescent est en effet synonyme de puits de potentiel moins profonds, et donc de piège plus lâche. Mais cela signifie également que la hauteur des barrières de potentiel séparant les différents puits se trouvent diminuée. À énergie thermique égale, la bille piégée peut donc avoir accès à certains puits de potentiel secondaires, lesquels sont hors d'atteinte lorsque les puits principaux se font plus profonds. On aperçoit ainsi deux nouveaux puits de potentiel lorsque la bille est piégée à plus faible puissance. Ces deux nouvelles positions d'équilibre, qui apparaissent également sur les coupes transversales représentées sur la **Figure 3.14**, correspondent aux maxima d'intensité secondaires du mode résonant situés entre les premiers et deuxièmes trous de chacun des miroirs de la cavité. L'apparition de nouveaux puits de potentiel sous l'influence d'une variation de puissance laser traduit un autre aspect non-linéaire du potentiel de piégeage, qui résulte de la distribution spatiale relativement complexe du mode résonant utilisé pour le piégeage optique en champ proche. Là-encore, il s'agit d'un point, purement électromagnétique cette fois-ci, requérant une certaine vigilance lors de la conception et de l'utilisation de pièges optiques en champ proche.

3.3 Microscopie optofluidique en champ proche de modes résonants

Nous allons dans ce paragraphe nous intéresser au régime de piégeage dît « proportionnel » et mettre en avant l'intérêt qu'il peut présenter pour le domaine de la microscopie optique en champ proche. Ce régime de piégeage se caractérise par un potentiel de piégeage qui tend vers le modèle de l'approximation dipolaire. Ce dernier décrit de façon exacte la relation de proportionnalité existant entre potentiel de piégeage et intensité du champ électromagnétique lorsque la particule piégée peut être assimilée à un dipôle ponctuel. Ce régime de piégeage dipolaire, appelé aussi régime de Rayleigh, est généralement considéré valide dans le cas d'objet de petite taille devant la longueur d'onde, ou plutôt devant les variations de l'intensité du champ lorsque celui-ci est confiné à l'échelle sub-longueur d'onde. Ce qui n'est certes pas le cas d'une bille de 500 *nm* piégée dans le champ proche d'une nanocavité photonique, d'où un certain écart entre le régime de Rayleigh et le régime proportionnel observé expérimentalement. Notamment, la relation théorique de proportionnalité du modèle dipolaire, qui fait notamment intervenir la polarisabilité de la particule piégée, n'est probablement pas vérifiée par le potentiel de piégeage perçu par la bille de 500 *nm*.

Toutefois, s'il n'y a pas concordance au niveau quantitatif entre le modèle dipolaire et l'expérience de piégeage d'une bille de 500 *nm*, le potentiel de piégeage obtenu expérimentalement atteste tout de même d'un certain degré de proportionnalité par rapport à l'intensité du champ évanescent à la surface de la cavité. Les cartographies de potentiels de piégeage réalisées à partir du suivi de billes de 500 *nm* mettent ainsi en évidence la présence des deux maxima d'intensité du mode résonant, distants de seulement 300 *nm* l'un de l'autre, autrement dit séparés par une distance de $\lambda/5$. Un

autre exemple de cartographie de potentiel de piégeage en régime proportionnel est représenté sur la **Figure 3.15**. Il s'agit du mode résonant pair d'un système de deux cavités couplées, séparées par une tranchée large de 100 nm . là-encore, cette image du potentiel de piégeage d'une bille de 500 nm fait apparaître la structuration du champ proche optique du mode résonant avec une résolution sub-longueur d'onde.

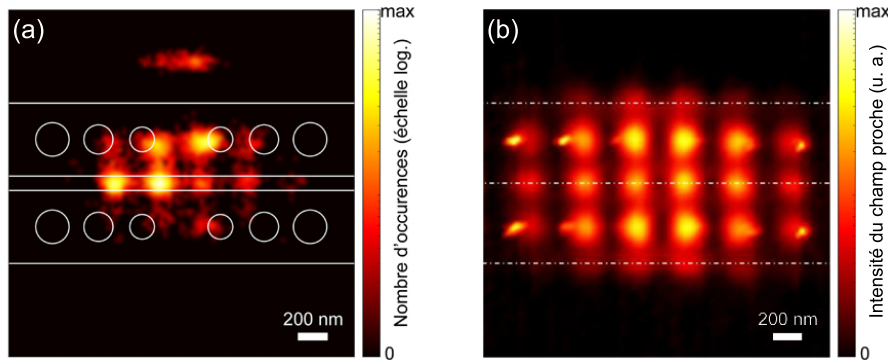


FIGURE 3.15 – (a) Cartographie expérimentale du potentiel de piégeage perçu par une bille de 500 nm piégée par le mode résonant pair d'un système de deux cavités couplées. (b) Pour comparaison, distribution du champ évanescent d'une structure similaire réalisée à l'aide d'un microscope en champ proche optique à balayage en mode « perturbation ». (extrait de [158])

Le fait est que nous n'avons eu recours pour réaliser ces images qu'à des techniques de microscopie optique standard en fluorescence. Le mouvement des microbilles piégées, contraint par les forces optiques de champ proche, fournit donc une transcription du champ proche optique de la cavité qu'il livre à l'observateur situé en champ lointain. D'un point de vue optique, la fluorescence de la bille joue également un rôle important, puisqu'elle permet de convertir indirectement le champ évanescent dans le domaine de l'infra-rouge (1550 nm) en ondes propagatives dans le domaine visible (510 nm). Celles-ci peuvent ensuite être observées avec une relativement bonne résolution à l'aide de l'instrumentation optique standard dédiée aux courtes longueurs d'onde du domaine visible, qu'il s'agisse de l'objectif du microscope ou du capteur permettant de filmer le mouvement de la bille.

Une technique alternative consisterait à utiliser un faisceau laser pointé sur la bille piégée. L'agitation thermique de cette dernière pourrait alors être détectée à l'aide d'une photodiode à quatre quadrants permettant de mesurer la déflexion du faisceau laser réfléchi par la bille [183]. Cette technique d'acquisition très rapide serait sans doute plus efficace que la microscopie en fluorescence dans le cas de bille de diamètre inférieur à 500 nm . À condition bien sûr de pouvoir couvrir la totalité de la zone d'observation souhaitée.

Par ailleurs, diminuer la taille de la bille piégée permettrait probablement d'améliorer la fidélité de la transcription, le potentiel de piégeage se rapprochant de plus en plus du cas idéalement proportionnel décrit par le régime de Rayleigh au fur et à mesure que la taille de la bille diminue. Quant à la puissance laser utilisée, elle agit comme un effet de seuil venant ajuster le contraste de l'image finale (**Figures 3.13 & 3.14**). En effet, une plus forte puissance permet de mieux discerner les principaux

pics d'intensité mais ne permet pas de distinguer les pics secondaires. À l'inverse, une puissance plus faible, à condition d'être suffisante pour piéger la bille le temps de l'observation, révèle d'avantage de détails du mode résonant, en dépit d'une image moins contrastée toutefois.

Cette nouvelle technique de microscopie optique en champ proche se démarque des autres techniques existantes sur plusieurs aspects. Tout d'abord en matière de résultats obtenus. Pour comparaison, la **Figure 3.15** présente également une cartographie de ce même mode résonant obtenue au cours de la thèse de Kevin Foubert grâce à l'observation de structures similaires à l'aide d'un microscope en champ proche optique (SNOM) à balayage en mode « perturbation » [158]. Cette mise en regard fait ressortir plusieurs différences entre les deux techniques d'imagerie. En particulier, la technique proposée ici ne permet pas de révéler autant de détails que la technique SNOM. Cela peut s'expliquer par la relation exponentielle existant entre l'intensité du champ évanescent et la probabilité de présence de la bille piégée. Ce lien non-proportionnel entre signal détecté et signal mesuré rend la technique très sensible aux défauts et irrégularités du champ [184]. On remarque ainsi que seuls certains pics d'intensité ressortent très brillants tandis que d'autres sont quasi-inexistants. L'asymétrie de l'image finale peut sans doute s'expliquer par la présence de défauts de fabrication responsables d'une modification de la distribution spatiale de l'intensité du champ électromagnétique au sein de la cavité. En outre, contrairement au mode « perturbation » utilisé pour réaliser l'image de modes résonants à l'aide d'un SNOM, le recours aux forces optiques de champ proche ne permet pas de discerner uniquement le mode résonant sans tenir compte de l'existence éventuelle de modes à pertes. De tels modes peuvent être à l'origine de battements latéraux parfois observés à l'aide d'un SNOM [185]. Il est possible que ces battements soient également détectés et même amplifiés à travers l'interaction de la bille avec le champ proche de la cavité.

En ce qui concerne les aspects pratiques, la technique de microscopie optofluidique présentée ici se démarque par sa rapidité de mise en place et d'opération, ainsi que par son caractère bas-coût. Remplacer la technologie dite « à balayage » permet en effet de s'affranchir de l'instrumentation électronique nécessaire à l'asservissement en position de la sonde. Ici, la bille qui sert de sonde vient se positionner automatiquement sur la zone d'intérêt qu'elle parcourt d'elle-même grâce à son agitation thermique. Par ce biais, on se prémunit également contre toute distorsion de l'image due à une éventuelle dérive dans l'asservissement de la sonde. D'autre part, la géométrie sphérique quasi-parfaite des microbilles ainsi que la calibration industrielle de leur taille garantissent une bonne reproductibilité des images obtenues à partir de leur interaction avec le champ proche de la structure photonique. Il est par ailleurs possible de paralléliser l'observation en analysant le mouvement de plusieurs billes piégées simultanément par différents puits de potentiel. Cette technique a pu être testée par exemple lors de l'observation du potentiel de piégeage de la bille de 500 *nm* présenté sur la **Figure 3.6** page 62, puisque les deux puits de potentiel latéraux ont été cartographiés à partir du mouvement de deux billes de 500 *nm* piégées de chaque côté de la cavité. En outre, on notera que l'observation se fait en milieu aqueux, ou du moins en milieu liquide et transparent, ce qui peut être perçu comme

avantageux ou contraignant selon les caractéristiques des structures à observer. Enfin, rappelons également que la technique proposée ici permet à l'aide d'un unique dispositif expérimental de caractériser des échantillons prévus pour fonctionner aussi bien aux longueurs d'onde visible que télécom.

3.4 Conclusion

Afin d'estimer la force d'un piège optique, l'idée qui peut paraître la plus intuitive consiste à appliquer une force extérieure de plus en plus forte sur un objet piégé, jusqu'à son éjection hors du piège. Mais nous avons vu que cette technique n'est pas forcément la plus facile à mettre en œuvre dans le cas du piégeage optique en champ proche. À l'échelle microscopique, il s'avère parfois plus judicieux de laisser les choses agir d'elles-mêmes sous l'influence de leur énergie thermique. Nous avons vu comment à partir de l'enregistrement vidéo du mouvement d'agitation thermique d'un objet piégé il est possible de caractériser le potentiel de piégeage créé par les forces optiques émanant d'un champ évanescent à la surface d'une cavité photonique. En faisant varier le diamètre de microbilles piégées, nous avons notamment pu mettre en évidence la transition entre deux régimes de piégeage distincts du fait de la distribution spatiale complexe de l'intensité électromagnétique du mode résonant de la cavité. L'influence de la puissance laser utilisée a également été étudiée et nous a permis de révéler certains aspects non-linéaires du piégeage en champ proche.

D'autre part, étant donné le caractère « proportionnel » du potentiel de piégeage perçu par une bille de 500 nm, nous avons envisagé ce procédé d'imagerie du potentiel de piégeage comme une nouvelle technique optofluidique de microscopie à force photonique dédiée à l'imagerie du champ proche optique. Cette technique de microscopie optofluidique en champ proche optique présente notamment de nombreux avantages en termes de facilité de mise en œuvre.

Chapitre 4

Manipulation hydrodynamique de microsystemes articulés assemblés par force optique

Sommaire

4.1 Déplacement contrôlé d'objets en suspension	74
4.1.1 Attraction d'un objet ciblé vers un piège	74
4.1.2 Déplacement d'un objet de piège en piège	75
4.2 Orientation et rotation contrôlées de microsystemes assemblés par force optique	77
4.2.1 Piégeage d'objets anisotropes	77
4.2.2 Micro-rotule assemblée par force optique	78
4.2.3 Diffusion brownienne en rotation	80
4.2.4 Micro-girouette optofluidique	85
4.2.5 Micro-charnière assemblée par force optique	89
4.3 Conclusion	91

Si le recours au dispositif microfluidique décrit précédemment s'est révélé peut probant pour la caractérisation de pièges optiques en champ proche, ce chapitre nous donnera l'occasion de le mettre à contribution afin de manipuler des micro-objets piégés. Pour commencer, nous nous intéresserons à la manipulation hydrodynamique d'une simple microbille évoluant entre plusieurs puits de potentiel rapprochés. Nous étudierons ensuite le piégeage et la manipulation de deux exemples d'agrégats de microbilles de différentes tailles. À partir de l'observation et de l'analyse de leurs mouvements, nous verrons en quoi ces systèmes peuvent servir d'objets d'étude pour la mise au point de micro-systèmes articulés assemblés par force optique.

4.1 Déplacement contrôlé d'objets en suspension

Qu'il s'agisse de la phase initiale d'approche d'un objet ou de la phase où celui-ci est piégé dans le champ proche de la cavité servant de nanopince optique, le mouvement de l'objet est a priori gouverné par son agitation thermique. Bien qu'il puisse être mis à contribution pour l'étude du potentiel de piégeage, le caractère aléatoire, et donc incontrôlé, de ce mouvement peut donner lieu à une certaine frustration chez l'expérimentateur qui cherche justement à contrôler les déplacements de l'objet ciblé. Certes, le piégeage permet l'isolement de l'objet en un point donné, ou du moins dans une zone donnée définie par le potentiel de piégeage. Mais au-delà du simple fait « d'assigner à résidence » un objet en suspension, deux nouveaux enjeux apparaissent naturellement dans notre quête d'un meilleur degré de contrôle sur l'objet en question. En premier lieu, il s'agit d'être capable de « provoquer » le piégeage, c'est-à-dire disposer de leviers destinés à attirer la cible dans le piège plutôt que de laisser le hasard (et le temps...) faire les choses. D'autre part, après avoir réussi à inhiber son mouvement de diffusion brownien, il est logique de vouloir agir de manière déterministe sur l'objet piégé pour lui imposer un mouvement de façon contrôlée.

4.1.1 Attraction d'un objet ciblé vers un piège

Pour ce qui est d'attirer un objet ciblé vers un piège, les nanocavités photoniques que nous utilisons ont un rayon d'action très restreint. Tout au plus quelques micromètres si la puissance laser utilisée est conséquente (plus de 100 *mW* en sortie de fibre optique). Et encore, ce champ d'action est relativement étendu en comparaison à l'extension attendue du champ évanescent du mode résonant de la cavité. Y a-t-il couplage d'une partie de l'énergie électromagnétique dans certains modes à pertes par l'intermédiaire des imperfections liées à la fabrication des miroirs de la cavité? Y a-t-il apparition d'effets thermiques, entraînant la génération de courants de convection autour de la cavité? La contribution des effets thermiques a déjà pu être mise en évidence et exploitée dans différents cas de pièges optiques, principalement lors de l'utilisation de structures plasmoniques qui sont, de par leur nature plus absorbante, prédisposées à jouer le rôle de source de chaleur [186–188]. Le rôle des modes à perte reste au contraire peu étudié dans le cas du piégeage optique sur puce.

En l'absence de tout autre moyen externe de manipulation tel qu'une pince optique en champ lointain [137], la fabrication d'un canal microfluidique apporte une réponse partielle à cette question. Lorsqu'il s'agit d'un canal moulé, sa faible hauteur permet en premier lieu de confiner les objets en suspension à une altitude maximale de quelques micromètres au dessus de la surface de la puce photonique. Par ailleurs, la possibilité de créer un écoulement permet en effet déplacer les objets en suspension selon l'axe du canal. Cela offre un premier degré de contrôle sur la position de l'objet ciblé en vue de l'amener à proximité de la cavité. Toutefois, le fait de ne pouvoir déplacer l'objet latéralement par rapport au canal limite encore beaucoup la capacité à l'attirer vers le piège. Dès lors qu'une des dimensions de l'objet atteint

l'ordre du micromètre, celui-ci devient trop peu mobile par la seule action de son mouvement brownien du fait de son coefficient de diffusion relativement faible. La probabilité que l'objet se déplace de lui-même suffisamment pour approcher latéralement la cavité est alors trop faible pour que le contrôle de l'écoulement dans le canal apporte un réel avantage pratique.

À défaut de pouvoir cibler un objet en particulier, la possibilité de générer un écoulement dans un canal microfluidique peut s'avérer pratique lorsqu'on dispose d'un gradient de concentration de particules en suspension. Par exemple, il est intéressant d'amener à proximité de la nanocavité une portion du fluide où la concentration en particules est élevée, de manière à favoriser les événements de piégeage. Comme le décrit la **Figure 4.1**, on peut aussi évacuer les nombreuses particules après en avoir piégé une, de manière à isoler cette dernière dans une portion de fluide où la concentration en particules est plus faible.

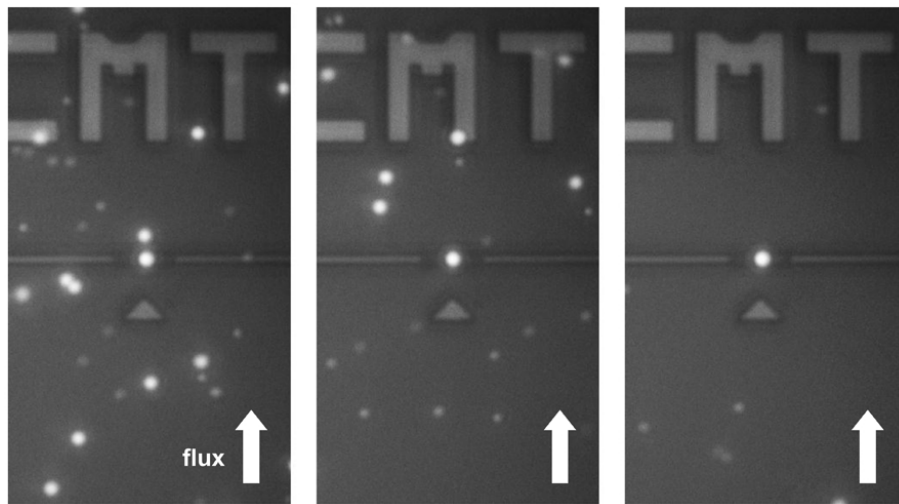


FIGURE 4.1 – Après avoir piégé une bille de $1\ \mu\text{m}$ dans une portion de fluide où la concentration en microbilles est élevée, on évacue les billes en surnombre pour retrouver une concentration en billes plus faible.

4.1.2 Déplacement d'un objet de piège en piège

Une fois l'objet piégé, différentes approches sont envisageables pour arriver à le déplacer de manière contrôlée. La mise en mouvement de la structure optique elle-même par rapport à son environnement est une première option. Elle est notamment mise en œuvre à travers le développement de nanopinces optiques intégrées sur fibre [144, 189, 190]. Cependant, une telle approche est difficilement adaptable dans le cadre de la conception de laboratoires sur puce [56]. Afin de mettre en place un dispositif entièrement intégré sur puce, la structure optique doit rester ancrée au substrat, ce qui la prive a priori de toute mobilité. Dans ce cas-là, la manipulation de l'objet piégé passe nécessairement par une modification des actions mécaniques s'appliquant directement sur celui-ci. Pour cela, on peut d'abord imaginer jouer sur les forces optiques à l'origine du piège en modifiant le potentiel de piégeage, c'est-à-dire en modifiant la distribution de l'intensité électromagnétique. Ceci peut se faire

en adressant différentes résonances au sein d'une même structure [140, 143, 153, 154, 191]. Il suffit alors de changer de longueur d'onde ou de polarisation pour remodeler le paysage du potentiel de piégeage. En modifiant ainsi la position des différents puits de potentiel, un objet piégé se trouve attiré d'un point vers un autre.

Mais outre ces techniques de manipulation actives (d'un point de vue optique), il est également possible d'envisager des stratégies passives. On peut par exemple considérer le cas d'un objet soumis à un potentiel de piégeage invariant dans le temps mais composé de plusieurs puits de potentiel. À ce moment-là, l'intérêt serait de pouvoir déplacer l'objet ainsi piégé d'un puits de potentiel à un autre, et ce sans avoir à modifier le potentiel de piégeage en lui-même. Mais encore faut-il trouver le moyen de réaliser ces déplacements de manière contrôlée. Pour cela une action mécanique supplémentaire est nécessaire. La conception d'un canal microfluidique se révèle ici particulièrement intéressante puisqu'elle offre la possibilité d'appliquer à l'objet piégé une force de poussée hydrodynamique. Ce qui nous fournit un nouveau levier pour guider préférentiellement l'objet piégé vers l'un ou l'autre des puits de potentiel.

Pour mettre en pratique cette idée, prenons le cas d'une bille de 500 nm de diamètre piégée dans le champ proche d'une nanocavité photonique. Nous avons vu dans le chapitre précédent qu'une bille de cette taille était capable de percevoir un puits de potentiel propre à chaque maximum d'intensité du champ évanescent du mode résonant. Comme présenté sur la **Figure 3.6** page 62, le potentiel de piégeage perçu par une bille de 500 nm comporte deux puits de potentiel centraux situés au-dessus de la cavité et deux puits de potentiels latéraux situés chacun d'un côté de la cavité. Ces puits de potentiels sont suffisamment proches pour que la bille piégée évolue de façon aléatoire au sein de ce potentiel de piégeage, passant d'une position d'équilibre à une autre du simple fait de son agitation thermique.

Grâce à la création d'un écoulement dans le canal microfluidique englobant la cavité, il nous a été possible de forcer une bille de 500 nm piégée initialement sur l'un des côtés de la cavité à basculer progressivement vers l'autre côté. La **Figure 4.2** présente la trajectoire de la bille obtenue à partir des images enregistrées lors de cette expériences et réalisées par microscopie en fluorescence totale. Afin de mieux se rendre compte des déplacements de la bille, l'évolution de sa position selon l'axe du canal est également représentée sur la **Figure 4.2**. On peut voir que la bille, poussée par l'écoulement, franchit la cavité en deux temps, quittant dans un premier temps le côté amont pour atteindre les puits de potentiel situés au sommet de la cavité, avant de redescendre finalement du côté aval.

Un écoulement dont la vitesse ne dépasse pas quelques micromètres par seconde rend ainsi possible la manipulation d'une objet piégé de puits de potentiel en puits de potentiel, à condition que ceux-ci soient suffisamment proches les uns des autres. Toutefois, nous nous sommes intéressés jusqu'à présent uniquement aux déplacements en translation de l'objet piégé. Après avoir mis en avant les avantages que peut apporter le contrôle d'un écoulement microfluidique pour parvenir à la création de mouvements de translation, nous allons maintenant nous intéresser dans la suite de ce chapitre à la question de l'orientation et de la mise en rotation d'objets piégés.

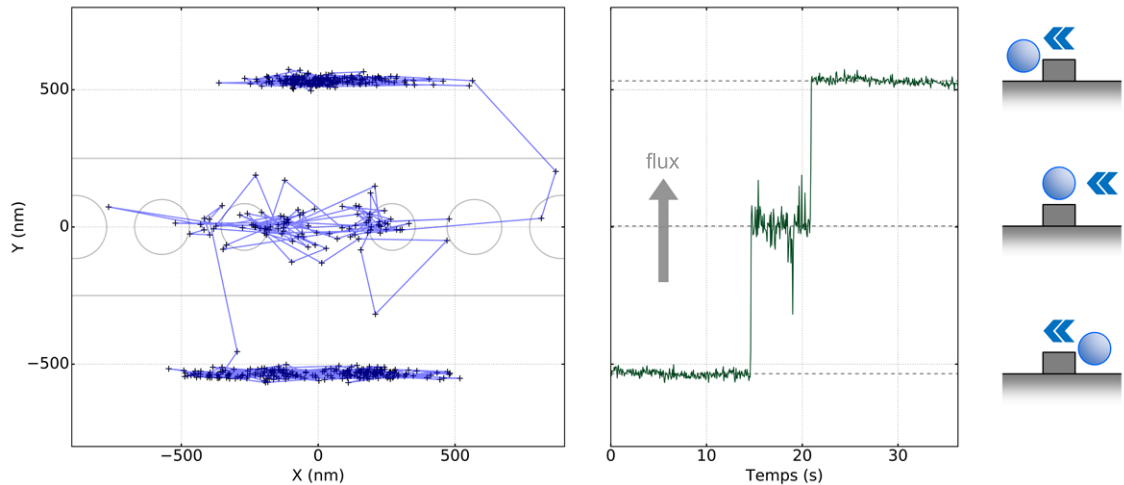


FIGURE 4.2 – Trajectoire d’une bille de 500 nm et évolution de sa position selon l’axe du canal microfluidique au cours de son déplacement de piège en piège sous l’action d’un écoulement.

4.2 Orientation et rotation contrôlées de microsystèmes assemblés par force optique

La mise en rotation et le contrôle de l’orientation d’objets de taille micro- ou nanométrique suscite également beaucoup d’intérêt dans le domaine de la micro-manipulation. Il s’agit dans ce cas non plus d’appliquer une simple force mais de générer un couple à très petite échelle, aussi bien en terme d’échelle spatiale que d’intensité. Nous allons voir dans cette partie comment mettre à contribution le piégeage optique en champ proche pour concevoir et manipuler des microsystèmes articulés en rotation.

4.2.1 Piégeage d’objets anisotropes

En règle générale, on considère qu’un objet est piégé dès lors que tous ses degrés de mobilité en translation sont bloqués. La question de sa rotation, ou du moins de sa position angulaire, passe alors souvent au second plan. D’autant plus que dans le cas prédominant de particules sphériques (ou quasi-sphériques) homogènes, peu importe l’orientation de la particule puisque sa symétrie sphérique ne donne lieu à aucun axe privilégié. Cette mobilité angulaire s’avère pratique notamment lorsque la particule piégée est utilisée comme « poignée d’accroche » pour la manipulation ou la mise en tension à l’aide de pinces optiques d’objets plus petits et plus flexible [88], souvent d’origine biologique comme par exemple dans le cas de brins d’ADN [91] ou de filaments d’actine [96].

Toutefois, lorsque l’objet piégé est anisotrope, notamment lorsque sa forme est asymétrique, celui-ci adopte souvent une orientation préférentielle selon une ou plusieurs directions. Cela vient du fait que la distribution du champ électromagnétique

des pièges optiques est en pratique elle-même asymétrique. Cela se vérifie d'autant plus en champ proche que la présence d'une surface constitue une cause de rupture de symétrie supplémentaire.

Nous avons pu vérifier cet effet à travers le piégeage d'objets composés de plusieurs microbilles de polystyrène agrégées. En effet, malgré la présence d'un agent tensioactif en faible concentration dans la solution colloïdale commerciale, il arrive que certaines particules entrent en contact et coalescent, formant ainsi de petites « grappes » (ou « clusters » en anglais). La cohésion de ces agrégats est assurée par les forces de van der Waals liant les surfaces des billes entre elles, ce qui confère à ces assemblages une grande stabilité.

La **Figure 4.3** présente deux exemples d'agrégats hétérogènes constitués respectivement d'une ou deux billes de $1\ \mu\text{m}$ accolée(s) à une bille de $2\ \mu\text{m}$ de diamètre. Comme on peut s'en rendre compte, dans les deux cas l'objet piégé adopte une position de piégeage conduisant au piégeage de l'ensemble des billes. Ceci se traduit dans le premier cas par l'alignement du dimère au-dessus de la nanocavité, configuration que l'on retrouve dans le cas du trimère avec un léger décalage permettant à la seconde bille de $1\ \mu\text{m}$ de venir se positionner sur l'un des côtés de la cavité.

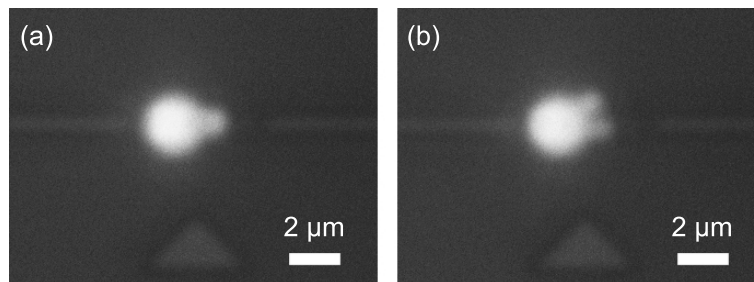


FIGURE 4.3 – Agrégats hétérogènes constitués d'une bille de $2\ \mu\text{m}$ et de (a) une ou (b) deux billes de $1\ \mu\text{m}$ de diamètre. Une fois piégés dans le champ proche d'une nanocavité, ces agrégats garde une orientation privilégiée permettant à l'ensemble des billes d'être piégées.

4.2.2 Micro-rotule assemblée par force optique

Il arrive de temps en temps que seul une partie de l'agrégat, parfois réduite à une unique bille, soit effectivement piégée à la surface de la cavité photonique comme on peut le voir sur la **Figure 4.4**. Le reste de l'agrégat évolue alors suffisamment loin du piège pour ne pas ressentir de force optique significative. Ainsi, lorsqu'une seule bille de l'agrégat interagit avec le piège, l'ensemble retrouve dans une certaine mesure sa mobilité angulaire due à la symétrie sphérique locale de l'objet piégé. De cette manière, il est possible de concevoir ce que l'on désigne d'un point de vue mécanique comme une liaison « rotule ».

Comme nous avons déjà pu nous en rendre compte dans le chapitre d'introduction de cette thèse, tirer parti de la sphéricité locale d'un objet piégé pour le rendre libre en rotation est une stratégie qui a déjà fait ses preuves dans le contexte de développement de « micro-outils » manœuvrés par force optique [97]. Qu'il s'agisse de microbilles assemblées ou d'objets réalisés par lithographie à deux photons, ces objets

comportent généralement une ou plusieurs zones sphériques destinées à servir de « poignée d'accroche ». Suivant ce principe, différentes démonstration expérimentales ont vu le jour, comme par exemple la réalisation d'une valve microfluidique [97], de sondes locales [98, 99, 192], ou encore d'éléments de guidage optique [193, 194] pilotés par le biais de pièges optiques en champ lointain.

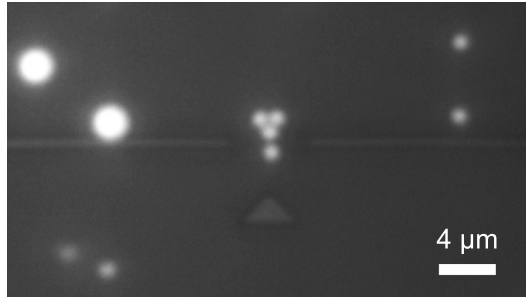


FIGURE 4.4 – Agrégat constitué de trois billes de $1\ \mu\text{m}$ accolées les unes aux autres de façon compacte. Ce trimère est piégé sur le côté d'une nanocavité par l'intermédiaire d'une seule des billes qui le composent. Une bille supplémentaire de $1\ \mu\text{m}$ est piégée de manière simultanée de l'autre côté de la cavité.

Outre le fait qu'une pince optique standard est un équipement encombrant et onéreux, donc inadapté dans le contexte des laboratoires sur puce, cette technique de micro-manipulation optique implique que le diamètre de chaque « poignée » soit au moins du même ordre de grandeur que la taille du piège optique contrôlant sa position. Par conséquent, l'utilisation de pièges optiques en champ lointain limite la miniaturisation de ces « micro-outils », à cause de l'existence d'une limite de diffraction. Grâce au très fort confinement du champ électromagnétique dont elles tirent leurs spécificités, les pinces optiques en champ proche permettent de surmonter ces obstacles et laisse envisager la possibilité d'assembler et de manipuler directement dans leur environnement microfluidique des systèmes articulés similaires miniaturisés. C'est ce que nous avons voulu mettre en avant à partir des résultats expérimentaux suivants.

Nous nous sommes en effet intéressés de manière plus approfondie au piégeage du premier agrégat hétérogène présenté à la page 78, composé de deux billes, l'une de $1\ \mu\text{m}$ et l'autre de $2\ \mu\text{m}$ de diamètre. Comme on peut le voir sur la **Figure 4.3**, dans le premier temps de l'expérience, le dimère s'aligne assez logiquement selon l'axe de la cavité, du fait du caractère allongé à la fois de l'objet et du mode résonant. Mais assez rapidement la bille de $1\ \mu\text{m}$ prend le dessus et vient se positionner au centre de la cavité, repoussant par la même occasion la bille de $2\ \mu\text{m}$ au-dessus de l'un des miroirs de la cavité. Cette observation corrobore le fait que le piège est plus efficace dans le cas d'une bille de $1\ \mu\text{m}$ plutôt que dans celui d'une bille de $2\ \mu\text{m}$. Remarquons que ceci est tout à fait cohérent avec les résultats présentés dans le paragraphe 3.2.2 du chapitre précédent (page 62) dont l'analyse nous avait amené à remarquer que le potentiel de piégeage perçu par une bille de $1\ \mu\text{m}$ présente une constante de raideur plus élevée que lorsqu'il s'agit d'une bille de $2\ \mu\text{m}$.

Comme le montre l'analyse des trajectoires des deux billes représentées en surimpression sur la **Figure 4.5**, si la bille de plus petit diamètre reste bien piégée au

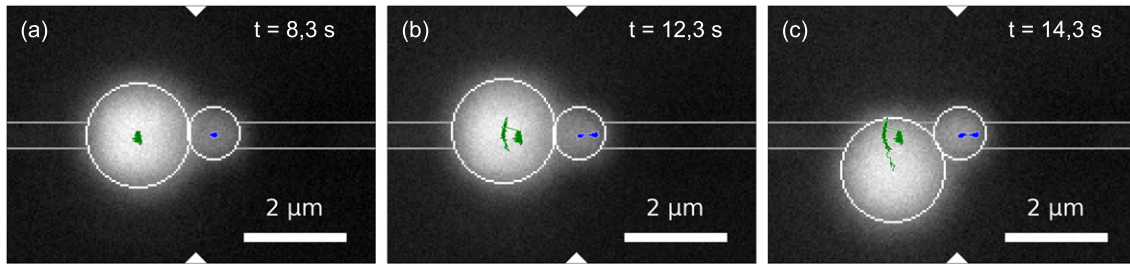


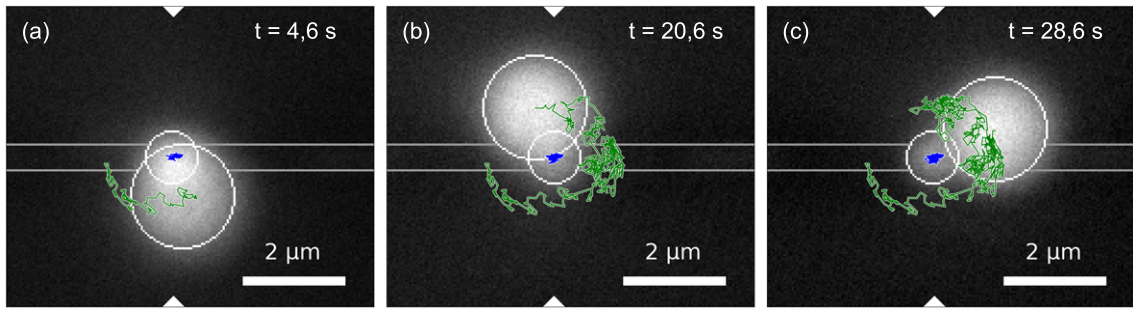
FIGURE 4.5 – (a) Dans un premier temps, les deux billes qui constituent le dimère sont piégées au-dessus de la cavité. (b) La bille de $1 \mu\text{m}$ est ensuite attirée vers le centre de la cavité, tandis que la bille de $2 \mu\text{m}$ s'en éloigne et se retrouve au-dessus de l'un des miroirs. Celle-ci dispose alors d'une plus grande mobilité, et (c) finit par s'échapper du piège. Les trajectoires des billes de 1 et $2 \mu\text{m}$ sont tracées respectivement en bleu et en vert.

centre de la cavité, la bille située au-dessus du miroir est beaucoup plus mobile. Les forces optiques qui la maintiennent à proximité de la cavité sont donc plus faibles. À tel point que la bille finit par se libérer complètement du joug de la cavité photonique. Le système se retrouve alors dans une situation telle que décrit en début de paragraphe : seul une partie sphérique de l'objet est maintenue à une position fixe par le biais du piège optique. L'objet retrouve alors certains degrés de liberté en rotation et, sous l'action de son agitation thermique, entame un étrange mouvement de rotation aléatoire autour de son point d'ancrage. Le paragraphe suivant se propose d'étudier les caractéristiques de mouvement particulier.

4.2.3 Diffusion brownienne en rotation

La **Figure 4.6** reprend la description du mouvement du dimère là où nous l'avons laissé, c'est-à-dire au début de sa phase de rotation brownienne. À nouveau, les trajectoires des deux billes sont représentées en surimpression. Les deux billes étant collées l'une à l'autre et se chevauchant parfois sur les images enregistrées, il a fallu utiliser ici un algorithme de reconnaissance de distributions bigaussiennes afin de repérer la position de chacune des billes sur chaque image. Les résultats fournis par cette méthode de suivi de particule s'avèrent visuellement fiables, hormis dans le cas critique où les deux billes sont superposées. Heureusement, ce cas de figure a statistiquement peu de chance de se produire, et ne s'est pas présenté au cours de la séquence d'images analysée.

Les trajectoires obtenues sont en réalité les projections dans le plan d'observation des trajectoires tridimensionnelles réelles des billes. La bille de $1 \mu\text{m}$ étant piégée, elle reste à proximité de la surface de la cavité tout au long de l'expérience. Nous ferons donc l'hypothèse que les variations de sa position selon la direction normale au plan d'observation sont négligeables. La bille de $2 \mu\text{m}$, quant à elle, évolue bel et bien dans les trois dimensions de l'espace. La trajectoire que décrit son centre est représentée de manière schématique sur la **Figure 4.7** où sont repérés les deux angles $\theta(t)$ et $\varphi(t)$ désignant respectivement la colatitude et la longitude du centre de la bille de $2 \mu\text{m}$ par rapport au centre de la bille de $1 \mu\text{m}$ à chaque instant. Cette trajectoire s'inscrit en effet sur une demi-sphère dont le rayon équivaut à la somme



(Document vidéo n°2)

FIGURE 4.6 – (a), (b) et (c) Séquence d’images et vidéo décrivant la rotation brownienne effectuée par le dimère autour de la position de piégeage de la bille de $1 \mu\text{m}$. Les trajectoires des billes de 1 et $2 \mu\text{m}$ sont tracées respectivement en bleu et en vert.

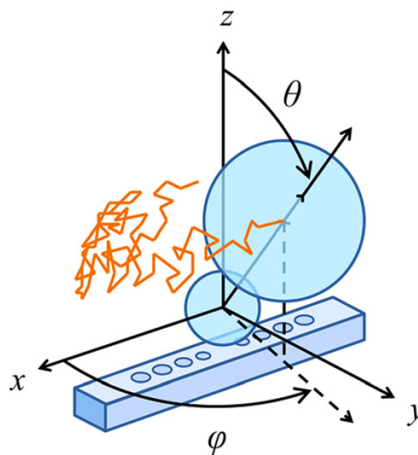


FIGURE 4.7 – Représentation schématique de la trajectoire réelle de la bille de $2 \mu\text{m}$ en rotation autour du piège optique. Les angles θ et φ désignent respectivement la colatitude et la longitude du centre de la bille de $2 \mu\text{m}$ par rapport au centre de la bille de $1 \mu\text{m}$ dans le référentiel global du champ d’observation.

des rayons de chaque sphère et dont le centre peut être assimilé à celui de la bille de $1 \mu\text{m}$. Ce centre de rotation correspond au point d’ancrage du système, c’est-à-dire le centre de la liaison rotule qui lie le dimère à la puce optofluidique.

Partant de l’hypothèse que l’altitude de la bille de $1 \mu\text{m}$ reste constante au cours

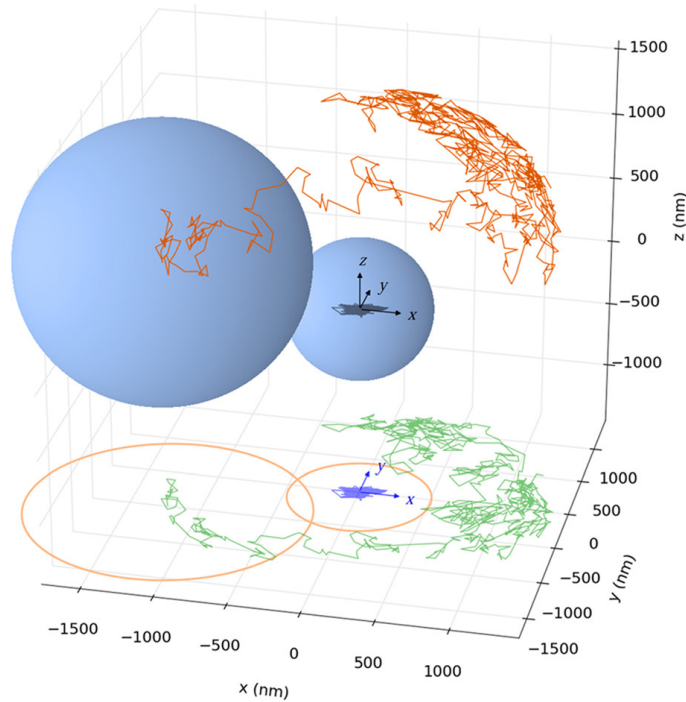


FIGURE 4.8 – Trajectoire tridimensionnelle (en orange) décrite par la bille de $2 \mu\text{m}$ au cours de la rotation brownienne du dimère. Cette trajectoire a été reconstituée à partir de sa projection (en vert) et de la trajectoire (en bleu et gris) de la bille de $1 \mu\text{m}$. Celle-ci est considérée comme plane et décrit l'évolution du centre instantané du mouvement de rotation du dimère.

du mouvement et connaissant le rayon de chaque bille, il est possible de déduire l'angle $\theta(t)$ du dimère à chaque instant [13], et par conséquent de reconstituer cette trajectoire tridimensionnelle. Celle-ci est représentée sur la **Figure 4.8** en regard de sa projection. Pour plus de lisibilité, il est aussi possible de repérer les positions angulaires successives du dimère à l'aide d'un repère cartésien, comme on peut le voir sur la **Figure 4.9**. Alors que les positions angulaires $\theta(t)$ sont contenues dans l'intervalle $[0^\circ ; 90^\circ]$, les valeurs de l'angle $\varphi(t)$ ne sont théoriquement pas bornées. L'angle $\varphi(t)$ est défini ici comme l'angle orienté que forme la projection du dimère par rapport à l'axe de la nanocavité pointant en direction du guide de sortie. Notons tout de même que le calcul permettant de remonter à l'angle $\theta(t)$ introduit une plus forte incertitude pour les grandes valeurs de cet angle. Heureusement, comme nous pouvons déjà le remarquer sur la **Figure 4.9**, ces positions angulaires sont peu présentes dans la trajectoire analysée.

Afin d'étudier d'un peu plus près ce phénomène de rotation brownienne, nous pouvons dans un premier temps nous intéresser à la distribution des positions angulaires adoptées par le dimère au cours de l'expérience. L'histogramme des valeurs prises par l'angle $\theta(t)$ au cours de l'expérience est représenté sur la **Figure 4.10**. Bien que la durée trop brève de l'expérience ne nous permette pas d'exploiter de manière quantitative ce graphique, on peut tout de même noter l'influence de la force de répulsion électrostatique qui tend à éloigner la bille de $2 \mu\text{m}$ de la surface de la puce. On remarque en effet une déplétion au niveau de grandes valeurs de

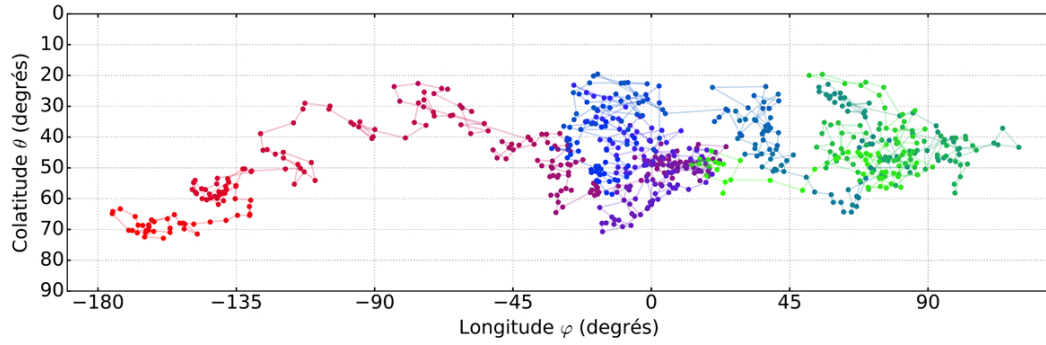


FIGURE 4.9 – Trajectoire angulaire du dimère représentée par l'évolution de sa position angulaire au cours de sa rotation brownienne. L'échelle de couleur (du rouge au vert, en passant par le bleu) décrit l'échelle temporelle.

$\theta(t)$, c'est-à-dire proche de la surface de la puce. Or, sans l'action d'une force de répulsion, une telle déplétion n'aurait pas lieu d'être. Au contraire, ces positions angulaires devraient être statistiquement les plus probables puisque la probabilité de trouver le dimère à un angle $\theta(t)$ donné est supposée suivre dans ce cas-là une loi proportionnelle au sinus de l'angle.

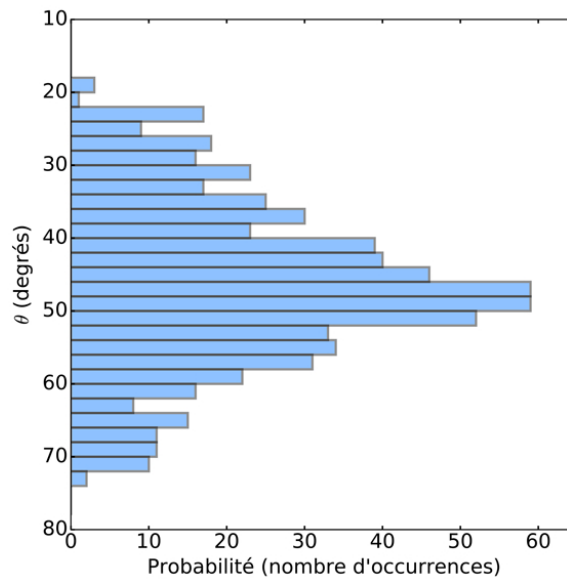


FIGURE 4.10 – Histogramme des positions angulaires $\theta(t)$ adoptées par le dimère au cours de sa rotation brownienne.

Pour tenter de caractériser plus précisément la diffusion angulaire du dimère piégé, il est plus judicieux d'étudier ses déplacements angulaires, représentés de manière schématique sur la **Figure 4.11**. Dans l'hypothèse de petits déplacements, les variations angulaires opérées par le dimère entre chaque image acquise sont définies dans le référentiel local de l'objet par [13] :

$$\begin{cases} \Delta\theta & = \theta(t_i) - \theta(t_{i-1}) \\ \Delta\varphi \sin(\theta) & = (\varphi(t_i) - \varphi(t_{i-1})) \sin\left(\frac{\theta(t_i) + \theta(t_{i-1})}{2}\right) \end{cases} \quad (4.1)$$

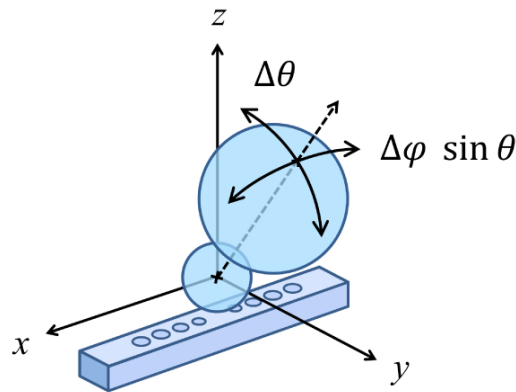


FIGURE 4.11 – Représentation schématique des déplacements angulaires du dimère dans le référentiel local lié à l'objet.

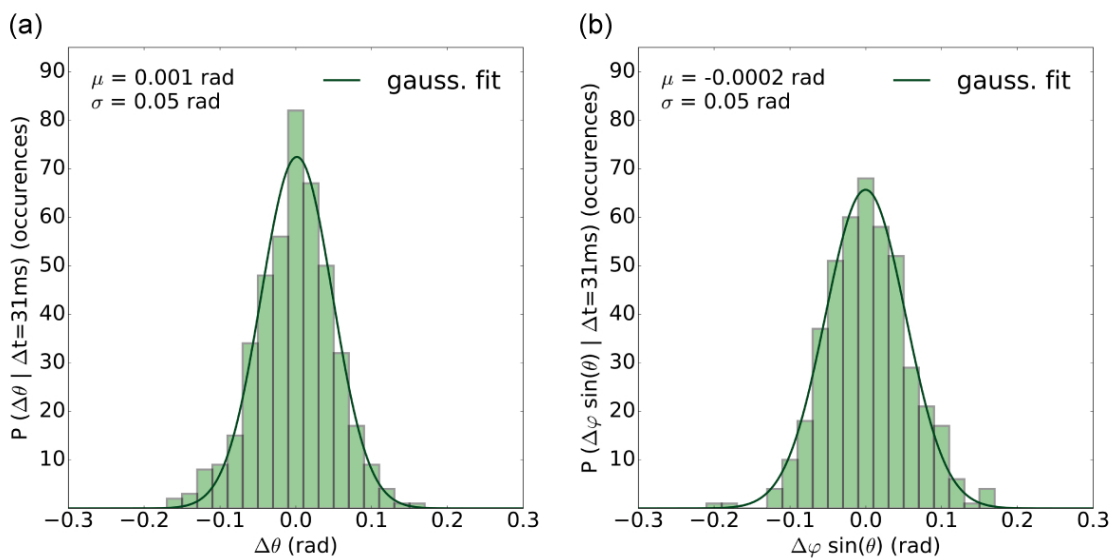


FIGURE 4.12 – Histogrammes des déplacements angulaires (a) $\Delta\theta$ et (b) $\Delta\varphi \sin(\theta)$ effectués par le dimère au cours de sa rotation brownienne.

La **Figure 4.12** présente les histogrammes des valeurs de déplacement calculées à partir des trajectoires des billes. Comme attendu, la dispersion de ces déplacements angulaires suit une loi de distribution gaussienne. La variance σ de ces distributions nous renseigne sur la valeur moyenne du coefficients de diffusion \mathcal{D}_r^\perp qui caractérise le mouvement de rotation du dimère [7, 10] :

$$\mathcal{D}_r^\perp = \frac{\sigma^2}{2 \Delta t} \quad (4.2)$$

Pour un intervalle de temps Δt de 31 ± 2 ms séparant les différentes images enregistrées, on mesure ainsi une valeur de $0,04 \text{ rad}^2 \text{ s}^{-1}$ selon les deux directions considérées. Avant toute autre chose, on peut s'assurer que :

$$\Delta t \ll \tau_r = \frac{1}{2 \mathcal{D}_r^\perp} \quad (4.3)$$

où τ_r désigne le temps de corrélation caractéristique du mouvement de rotation étudié [7, 10, 14], qui vaut ici 1×10^1 s. On vérifie ainsi que l'échelle temporelle d'observation est suffisamment résolue pour bien tenir compte de l'effet « mémoire » du mouvement angulaire du dimère entre deux positions angulaires consécutives.

De part la symétrie de l'objet, il semble logique de mesurer un coefficient de diffusion de même valeur selon deux axes de rotation perpendiculaires à l'axe principal du dimère. Cependant, on aurait aussi pu s'attendre à un impact de la présence de la surface de la puce sur la rotation brownienne du dimère, notamment au niveau des variations de colatitude $\theta(t)$ qui éloignent ou rapprochent la bille de $2 \mu m$ de la paroi. Comme le montre la **Figure 4.10**, les fluctuations de l'angle $\theta(t)$ ont majoritairement lieu autour d'une position angulaire moyenne d'environ 50° . Par conséquent, les positions angulaires adoptées par le dimère présentent peut-être une trop faible variation pour que la surface de la puce ait un effet notable sur la dynamique du mouvement de diffusion du dimère.

Par ailleurs, nous avons cherché à comparer cette valeur expérimentale à la valeur théorique de ce coefficient de diffusion. Pour ce faire, nous avons eu recours au logiciel libre Hydro++ développé par José García de la Torre [195–197]. Basé sur une modélisation par assemblage d'éléments sphériques, cet outil se révèle particulièrement adapté pour le calcul des coefficients de diffusion d'agrégats de billes [10, 11, 198]. Le calcul aboutit toutefois à une valeur de coefficient de diffusion de $0,1 \text{ rad}^2 \text{ s}^{-1}$, plus de deux fois supérieure à la valeur obtenue expérimentalement. Le fait que la diffusion en rotation du dimère soit plus lente que prévu peut être lié à plusieurs causes. D'une part, la présence de la paroi de la puce peut impacter de manière globale la mobilité du dimère, aussi bien du fait de la loi de Faxén ou de la force de répulsion électrostatique qu'elle exerce sur l'objet [10, 199]. Mais il est également possible que le piégeage du dimère, et plus particulièrement de la bille de $1 \mu m$ du dimère, induise un couplage non-trivial entre les mouvements de translation et de rotation du dimère. Une étude théorique plus approfondie serait nécessaire pour affiner le modèle mathématique du mouvement global de l'agitation thermique du dimère piégé.

Quoiqu'il en soit, ce mouvement de rotation libre est bien la preuve de la mobilité effective en rotation de l'agrégat piégé. D'un point de vue mécanique, il suffit alors d'être capable de générer un couple au niveau de cette liaison rotule pour imposer une rotation à l'objet de façon déterministe. C'est donc ici qu'entre à nouveau en jeu l'aspect microfluidique de la puce.

4.2.4 Micro-girouette optofluidique

le comportement d'objets anisotropes piégés par force optique et soumis à l'action d'un écoulement dans un canal microfluidique a déjà été observé au cours de travaux précédents. Qu'il s'agisse de microsphères agrégées [97], de nanotubes de carbones [52] ou de bactéries [139], ces objets, piégés au niveau d'une de leurs extrémités, subissent une rotation autour de leur point d'ancrage. Dans les deux études les plus récentes [52, 139], il est notamment fait mention, de manière plus ou moins fortuite, de l'alignement des objets piégés selon l'axe du canal, leur extrémité libre pointant

vers la direction avale de l'écoulement.

Nous avons pu vérifier que le dimère piégé décrit précédemment se comporte de la même manière en présence d'un écoulement. Une fois piégé par l'intermédiaire de la bille de $1 \mu\text{m}$ qui le compose, le dimère s'oriente dans le sens du flux lorsqu'un écoulement continu est généré dans le canal microfluidique. Comme on peut le voir sur la première image de la **Figure 4.13**, la bille de $2 \mu\text{m}$ se positionne de manière stable dans le sillage de la bille piégée de manière à minimiser la force d'entraînement hydrodynamique.

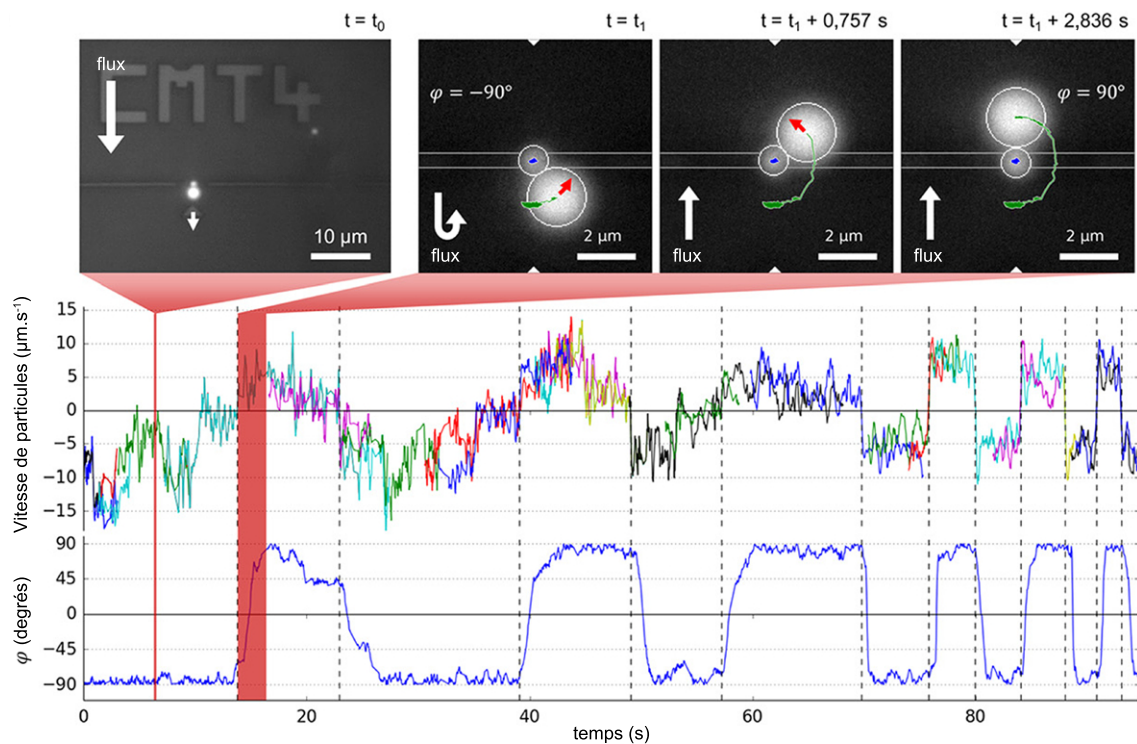


FIGURE 4.13 – Un écoulement dans le canal microfluidique permet d'orienter le dimère dans le sens du flux. Lorsque le sens de l'écoulement est inversé, le dimère se comporte comme une micro-girouette et opère une rotation de 180° . Le chronogramme décrit l'évolution de la position angulaire $\varphi(t)$ du dimère plongé dans un flux alterné. Les vitesses de microbilles libres sont également tracées de manière à rendre compte de la vitesse de l'écoulement. Les inversions de flux sont indiquées sur le chronogramme par des traits en pointillés.

Lorsque le sens de l'écoulement est inversé, on peut observer la rotation de 180° opérée par le dimère, comme le montre la séquence d'images de la **Figure 4.13** et la vidéo de la **Figure 4.14**. L'opération a pu être répétée plusieurs fois, en faisant varier la vitesse de l'écoulement. La **Figure 4.13** présente un chronogramme de l'expérience sur lequel est tracée l'évolution de la position angulaire $\varphi(t)$ du dimère. La vitesse de microbilles libres traversant le champ de vision est également tracée sur ce chronogramme de manière retranscrire les variations de la vitesse de l'écoulement à proximité du piège optique.

Le système agit ainsi comme une « micro-girouette » optofluidique. Ce compor-

(Document vidéo n°3)

FIGURE 4.14 – Vidéo décrivant l'orientation et les rotations successives du dimère engendrées par un écoulement microfluidique. Les trajectoires des billes de 1 et 2 μm sont tracées respectivement en bleu et en vert.

tement peut être observé dès lors que les forces hydrodynamiques prévalent sur l'agitation thermique en rotation du dimère, sans toutefois dépasser les forces de piégeage qui assurent l'intégrité de la liaison rotule. Dans le cadre de l'expérience décrite par la **Figure 4.13**, nous avons pu vérifier que le bon fonctionnement de la micro-girouette étudiée pour des vitesses d'écoulement allant de $1 \pm 0,5 \mu m.s^{-1}$ à $13 \pm 3 \mu m.s^{-1}$. Nous avons également pu mesurer le temps mis par le dimère pour effectuer sa rotation à la suite de chaque inversion du sens de l'écoulement. Lorsque la vitesse de l'écoulement s'inverse progressivement, la rotation du dimère s'effectue en $2,5 \pm 0,5 s$, tandis qu'en cas de brusque inversion de sens, la rotation s'effectue en $1,4 \pm 0,2 s$. Remarquons toutefois que si l'inversion est suffisamment lente, il arrive que le dimère s'attarde au cours de sa rotation sur les flancs de l'un des miroirs de la cavité. Ceci se traduit par un temps de rotation plus long et une évolution par paliers de l'angle $\varphi(t)$, comme on peut le voir sur le chronogramme de la **Figure 4.13** aux alentours de $t = 20 s$.

La **Figure 4.15** représente la trajectoire tridimensionnelle de la bille de 2 μm au cours de l'expérience. Cette trajectoire laisse apparaître les multiples rotations qu'effectue le dimère entre les deux positions angulaires stables, orientées à $\theta = 73^\circ \sim 82^\circ$ et $\varphi = \pm 90^\circ$ selon le sens du flux. On remarque que ces rotations ont lieu selon différentes inclinaisons du dimère. Dans certains cas, la rotation du dimère s'effectue quasiment à θ constant et la bille de 2 μm reste proche de la surface de la puce. Mais il arrive aussi que la bille de 2 μm décolle de la surface, passant même parfois à la verticale de la bille de 1 μm . Les deux billes sont alors amenées à se chevaucher, ce qui conduit à des erreurs de positions lors de la détection de la bille de 1 μm située en-dessous de la bille de 2 μm . Lorsque le cas se présente, à trois reprises au cours de l'expérience, la position de la bille de 1 μm est fixée arbitrairement au centre de sa trajectoire, ceci afin de pouvoir reconstruire la trajectoire tridimensionnelle de la

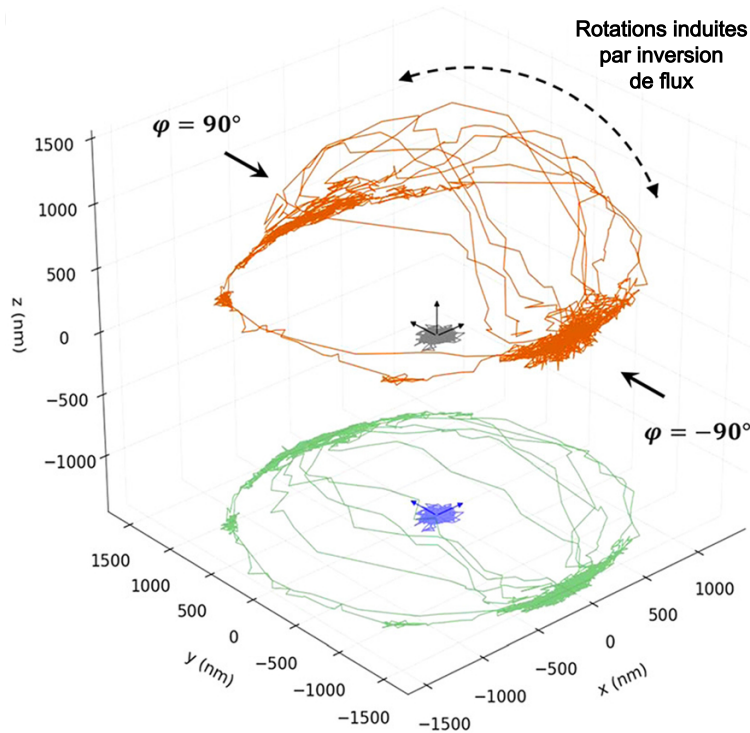


FIGURE 4.15 – Trajectoire tridimensionnelle (en orange) décrite par la bille de $2 \mu\text{m}$ au cours des multiples rotations du dimère induites par inversion de sens de l'écoulement. Comme pour la rotation brownienne du dimère traitée page 82, cette trajectoire a été reconstituée à partir de sa projection (en vert) et de la trajectoire (en bleu et gris) de la bille de $1 \mu\text{m}$. Celle-ci est considérée comme plane et décrit l'évolution du centre instantané du mouvement de rotation du dimère.

bille de $2 \mu\text{m}$ dans sa totalité.

Toutefois, comme on peut le voir sur la **Figure 4.16**, la trajectoire décrite par la bille de $2 \mu\text{m}$ pendant les 60 premières secondes de l'expérience est quasiment circulaire. La rotation du dimère s'effectue donc préférentiellement proche de la surface de la puce lorsque la vitesse de l'écoulement s'inverse progressivement. En comparaison, la trajectoire de bille de $2 \mu\text{m}$ au cours des 35 secondes suivantes est beaucoup plus resserrée au centre de l'image. Les inversions plus brusques du sens de l'écoulement ont donc au contraire tendance à soulever la bille de $2 \mu\text{m}$ pour la faire basculer par dessus la bille de $2 \mu\text{m}$.

À travers l'étude des mouvements de ce dimère piégé constitué de deux billes de diamètres respectifs 1 et $2 \mu\text{m}$, nous venons de voir comment ce microsystème articulé peut servir de micro-girouette lorsqu'il est soumis à un écoulement microfluidique. La mobilité en rotation de ce microsystème est assurée par la liaison rotule qui résulte des forces optiques de champ proche agissant sur la bille de $1 \mu\text{m}$. Par définition, cette liaison rotule autorise trois degrés de mobilité en rotation. À partir des images issues de l'observation microscopique, nous avons pu étudier la rotation du dimère selon deux axes perpendiculaires à son axe principal. Sa rotation autour de son axe principal n'est malheureusement pas détectable par simple observation microscopique. Pourtant cette rotation a bien lieu théoriquement du fait de la sphé-

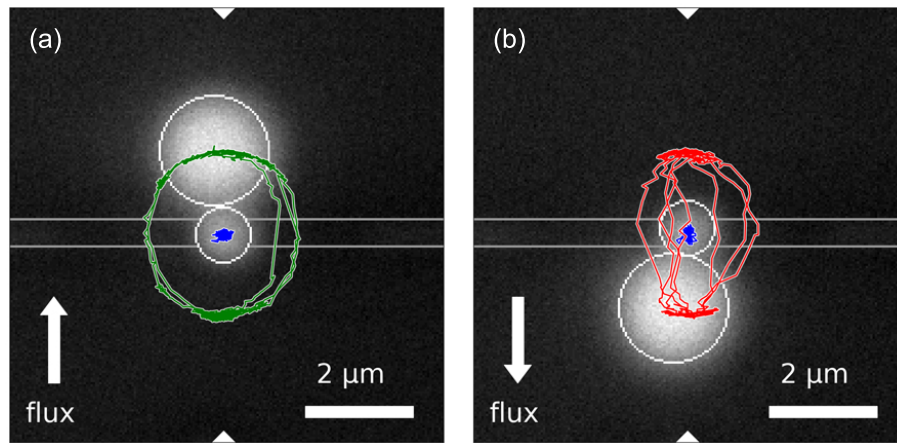


FIGURE 4.16 – (a) Trajectoires des billes de $1 \mu\text{m}$ (en bleu) et $2 \mu\text{m}$ (en vert) au cours des 60 premières secondes de l'expérience. (b) Trajectoires des billes de $1 \mu\text{m}$ (en bleu) et $2 \mu\text{m}$ (en rouge) au cours des 35 secondes suivantes.

ricité locale de l'objet piégé. Car la mobilité du système dépend en premier lieu des forces optiques de champ proche assurant sa cohésion, c'est-à-dire à la fois de la distribution spatiale du champ électromagnétique et de la forme de l'objet piégé. Nous allons voir dans un dernier exemple comment une modification de la forme de cet objet peut impacter la mobilité du dispositif.

4.2.5 Micro-charnière assemblée par force optique

Nous nous sommes également intéressé au second agrégat présenté sur la **Figure 4.3** page 78. Ce dernier est constitué d'une bille de $2 \mu\text{m}$ et de deux billes de $1 \mu\text{m}$ accolées les unes aux autres. Soit une bille de $1 \mu\text{m}$ de plus que le dimère étudié précédemment. De même que dans le cas du dimère, lorsqu'un écoulement de faible intensité est généré dans le canal microfluidique, la bille de $2 \mu\text{m}$ est emportée par le flux et s'échappe de l'emprise du piège optique. L'agrégat se retrouve alors piégé uniquement par l'intermédiaire des deux billes de $1 \mu\text{m}$, comme on peut le voir sur la **Figure 4.17**.

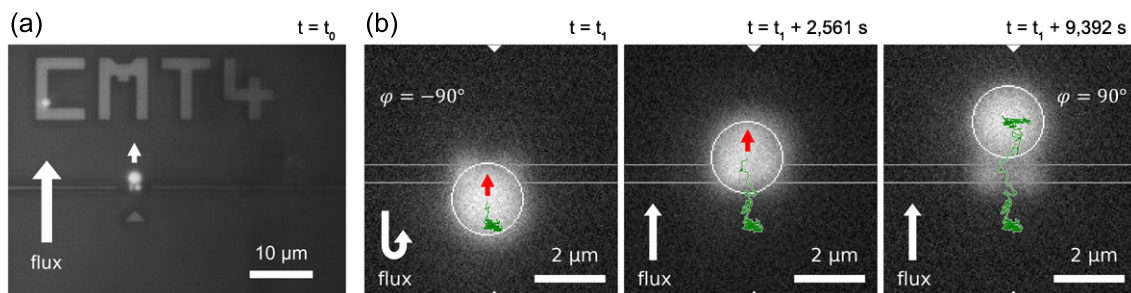
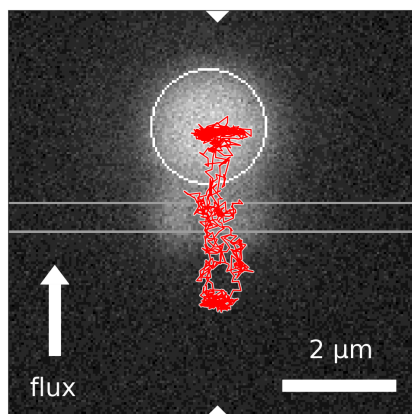


FIGURE 4.17 – (a) Un écoulement dans le canal microfluidique permet d'orienter l'agrégat dans le sens du flux. (b) Lorsque le sens de l'écoulement est inversé, l'agrégat pivote autour de l'axe défini par les deux billes de $1 \mu\text{m}$. Passant au-dessus de ces deux billes piégées, la bille de $2 \mu\text{m}$ bascule d'un côté à l'autre de la nanocavité, comme l'indique sa trajectoire représentée en vert.

Le dispositif ainsi créé possède cette fois-ci deux points d’ancrage. D’un point de vue mécanique, chaque bille de $1\ \mu\text{m}$ donne lieu à une liaison rotule, dont la somme des contributions assure une liaison pivot entre l’agrégat et la nanocavité. Le système ne dispose donc plus que d’un seul degré de mobilité en rotation : seul le pivotement autour de l’axe défini par les centres des deux billes piégées lui est permis. Lorsque le sens de l’écoulement est inversé, l’agrégat se comporte alors comme une charnière basculant d’un côté ou de l’autre de la nanocavité par rotation autour de son axe. Comme le montre la séquence d’images de la **Figure 4.17**, la bille de $2\ \mu\text{m}$ suit une trajectoire en moyenne rectiligne entre ses positions stables orientées à $\varphi = \pm 90^\circ$, preuve de son basculement par dessus les billes de $1\ \mu\text{m}$ piégées par la nanocavité. Ce comportement se vérifie à chaque nouvelle inversion du sens de l’écoulement, comme en témoigne la **Figure 4.18** présentant l’allure globalement rectiligne de la trajectoire décrite par la bille de $2\ \mu\text{m}$ au cours de trois rotations successives de l’agrégat.



(Document vidéo n°4)

FIGURE 4.18 – Trajectoires de la bille de $2\ \mu\text{m}$ (en rouge) au cours de trois rotations successives de l’agrégat. Vidéo décrivant l’orientation et les rotations successives de l’agrégat engendrées par un écoulement microfluidique (vitesse de lecture accélérée deux fois).

Ce système est cependant moins stable que le précédent et n’est opérationnel que pour des vitesses de flux de l’ordre de quelques micromètres par seconde. C’est notamment pour cette raison que la trajectoire tracée sur la **Figure 4.18** apparaît nettement plus brouillée par l’agitation thermique que ne le sont celles de la **Figure 4.16**. Ce manque de stabilité vient du fait que les deux billes de $1\ \mu\text{m}$ forment, par rapport à la taille du piège, un ensemble un peu large où chacune des deux billes est en permanence en compétition avec l’autre pour atteindre une position de piégeage plus stable, proche du centre de la nanocavité. Il arrive d’ailleurs que l’une des billes se retrouve éjectée pour un temps hors du piège sous l’action d’une inversion du sens du flux un peu trop brusque, avant de revenir se piéger au-dessus de la nanocavité. Le recours à deux billes de plus petit diamètre permettrait sans doute d’améliorer la stabilité du dispositif.

Cette dernière remarque fait ressortir l’intérêt que présente la recherche d’une bonne adéquation entre champ électromagnétique et géométrie de l’objet pour obtenir le champ de force voulu. Nous nous sommes ici bornés à l’étude d’objets composés exclusivement de formes sphériques, issus de l’auto-assemblage de microbilles de

diamètres choisis de façon arbitraire. L'optimisation de différents paramètres géométriques, d'une simple modification du diamètre des billes jusqu'au choix d'une morphologie cylindrique, plane ou conique plutôt que sphérique, pourrait toutefois mener à de nouvelles possibilités. Certains travaux s'intéressent déjà à la conception d'objets profilés pour interagir de manière spécifique avec un champ électromagnétique prédéfini en champ lointain [98, 200–203]. Ces travaux pourraient être avantageusement adaptés au cadre des forces optiques en champ proche pour la conception de dispositifs articulés de taille submicronique.

4.3 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons vu comment microfluidique et piégeage optique en champ proche pouvaient permettre de manipuler de manière contrôlée différents objets en suspension. Leur action combinée peut dans un premier temps faciliter le piégeage d'un objet en permettant d'amener ce dernier à proximité de la nanocavité. La poussée hydrodynamique d'un écoulement peut également servir de levier pour déplacer un objet de piège en piège lorsque ceux-ci sont contigus. Il nous a ainsi été possible de faire transiter de façon déterministe une bille de 500 nm de diamètre d'un côté à l'autre de la nanocavité.

Nous avons ensuite vu comment la géométrie de l'objet piégé pouvait impacter non seulement son orientation, mais également son comportement mécanique une fois piégé. Nous avons pu en effet observer et mettre en œuvre différentes interactions mécaniques possibles entre objet piégé et nanocavité à travers le piégeage de deux exemples de microbilles agrégées. Alors que l'utilisation d'une unique bille de l'agrégat comme « poignée d'accroche » donne lieu à une liaison rotule autorisant trois degrés de mobilité en rotation, le piégeage de deux billes identiques contiguës permet de réaliser une liaison pivot ne possédant qu'un seul axe de rotation. Dans un premier temps, le concept de liaison rotule a pu être illustré par le piégeage partiel d'un dimère hétérogène constitué de billes de 1 et 2 μm . Après avoir étudié sa diffusion brownienne en rotation, nous avons pu faire la démonstration de son comportement de micro-girouette grâce à la génération d'écoulements alternés dans le canal microfluidique. Dans un second temps, une liaison pivot a pu être obtenue par le piégeage partiel d'un agrégat comportant une bille supplémentaire de 1 μm . Nous avons alors montré que ce dispositif se comporte comme une micro-charnière pouvant basculer d'un côté ou de l'autre de la nanocavité selon le sens de l'écoulement dans le canal. Ce chapitre nous a ainsi permis de démontrer l'intérêt mécanique que peut présenter l'assemblage de microsystèmes articulés par l'intermédiaire de forces optiques en champ proche.

Toutefois, les techniques de piégeage et de manipulation étudiées jusqu'à présent présentent encore quelques limitations. En premier lieu, un écoulement microfluidique génère une action hydrodynamique globale s'appliquant à l'ensemble du milieu et non pas uniquement à l'objet piégé. Au contraire, pour le développement d'applications plus complexes, il serait souhaitable de pouvoir générer une action ciblée sur l'objet piégé. Pour cela, il est préférable de faire appel à une technique de manipulation purement optique. Et si jamais l'on cherche à agir simultanément sur un grand

nombre d'objets en suspension, mieux vaut que ceux-ci soient préalablement piégés afin d'assurer le contrôle de leur position au cours du temps. Ce qui nous amène au deuxième aspect limitant. Certes, une nanocavité permet la création d'un piège optique très efficace dans la mesure où ce dernier ne nécessite qu'une faible puissance laser pour fonctionner. Mais d'une part son action reste très localisée, donc de courte portée, et d'autre part il est difficilement envisageable de multiplier le nombre de pièges optiques. En effet, lorsque plusieurs cavités (couplées ou non) sont intégrées dans un même circuit photonique, leur sensibilité au moindre défaut de fabrication ne permet pas de garantir leur accord en longueur d'onde, c'est-à-dire leur capacité à résonner de manière simultanée tout en étant alimentées par une même source lumineuse. Nous allons donc dans le prochain chapitre opter une nouvelle stratégie en vue d'obtenir un grand nombre de pièges optiques, tout en garantissant la possibilité de manipuler les objets piégés par voie optique.

Chapitre 5

Piégeage et manipulation par superposition de modes guidés

Sommaire

5.1	Modes guidés et forces optiques de champ proche	94
5.1.1	Propagation de modes guidés orthogonaux	95
5.1.2	Modulation périodique du champ de forces optiques	98
5.1.3	Protocole expérimental pour l'étude de billes guidées par force optique	99
5.2	De la propulsion à l'immobilisation	101
5.2.1	Superposition des modes fondamentaux : $TE_0 + TM_0$	101
5.2.2	Variations de la taille du guide, de la puissance laser et de la longueur d'onde	104
5.2.3	Apparition d'un troisième mode : TE_1	109
5.2.4	Conclusion partielle : modulation périodique du potentiel de piégeage par superposition de modes guidés	112
5.3	Formation de réseaux de pièges optiques le long d'un guide d'onde	114
5.3.1	Superposition de trois modes : $TE_0 + TM_0 + TE_1$	114
5.3.2	Superposition d'un mode fondamental et d'un mode d'ordre supérieur : $TE_0 + TE_1$	115
5.3.3	Superposition d'un mode fondamental et d'un mode d'ordre supérieur : $TM_0 + TE_1$	120
5.3.4	Mécanismes de piégeage par superposition de modes guidés	124
5.4	Manipulation optique par superposition de modes guidés	126
5.4.1	Déplacements discrets en cascade	126
5.4.2	Propulsion séquentielle par alternance de modes « marche » et « arrêt »	128
5.4.3	Contrôle de la position des pièges par pilotage en longueur d'onde	131

La conception des pièges optiques étudiés jusqu'à présent repose sur le phénomène de résonance électromagnétique au sein d'une nanocavité photonique. Grâce à cette résonance, il est possible d'accumuler et de confiner de l'énergie électromagnétique dans un faible volume, ce qui donne naissance à des forces optiques attractives dans le champ proche de la cavité. Mais une telle stratégie s'avère inadaptée pour la réalisation d'un grand nombre de pièges optiques, chose indispensable si l'on cherche à couvrir un vaste champ d'action au sein d'un dispositif microfluidique. De plus, la géométrie et le nombre des structures résonantes fabriquées n'autorisent qu'un petit nombre de modes résonants dont la géométrie est prédéfinie et figée dès la conception. Ce qui limite fortement la possibilité d'agir sur le potentiel de piégeage en cours d'expérience. Plutôt que de chercher à manipuler des objets déjà piégés, nous allons dans ce chapitre adopter la stratégie inverse pour parvenir en quelque sorte à immobiliser des objets en cours de manipulation. Plus précisément, nous verrons comment des structures telles que des guides d'ondes, principalement dédiées à la propulsion et au guidage de particules par force optique, peuvent servir de support pour la génération de réseaux de pièges optiques sur puce. Nous commencerons par mettre en évidence les effets de la propagation simultanée de plusieurs modes guidés sur les forces optiques de champ proche à la surface de guides photoniques. Après avoir déterminé les conditions nécessaires à l'obtention de potentiels de piégeage périodiques, nous explorerons les possibilités offertes par cette technique de piégeage en matière de manipulation par forces optiques de champ proche.

5.1 Modes guidés et forces optiques de champ proche

Comme cela a été détaillé dans le chapitre d'introduction de cette thèse, un guide d'onde peut être fondamentalement envisagé comme un « convoyeur optique » permettant la propulsion guidée de particules en suspension. À des fins de piégeage optique, il est également possible de structurer la lumière au sein du guide en générant une onde stationnaire, résultat de l'interférence de deux ondes cohérentes se propageant selon le même mode guidé mais en sens contraire. De cette manière, l'énergie électromagnétique se retrouve confinée périodiquement au niveau des ventres de l'onde, créant ainsi un réseau resserré de pièges optiques dans le champ proche du guide.

Toutefois, si cette technique s'avère efficace pour le piégeage d'objets en suspension de taille sublongueur d'onde, elle impose certaines conditions fortes qui ne sont pas forcément nécessaires à la structuration du champ de forces optiques. En premier lieu, l'injection de deux ondes contrapropagatives de même intensité et provenant d'une même source implique une certaine complexification du circuit photonique en amont de la zone de piégeage, comme en témoigne le dispositif mis au point par M. Soltani *et al.* [129]. D'autre part, et c'est là que réside la clé de l'étude qui va suivre,

le recours à une onde stationnaire impose une structuration de l'énergie là où seule une structuration du champ électromagnétique est nécessaire à la mise en forme du champ de forces optiques. En effet, que l'on considère la formule de la force de Lorentz ou de manière plus générale l'expression du tenseur de Maxwell, c'est bien le champ local qui est à l'origine des forces optiques. C'est cette distinction que nous allons exploiter dans ce chapitre à travers la mise en évidence de la structuration du champ de forces optiques grâce à plusieurs modes guidés.

5.1.1 Propagation de modes guidés orthogonaux

Un guide d'onde unidirectionnel est une structure matérielle permettant la propagation d'une onde électromagnétique selon une unique direction (Oz) de l'espace. Cette onde Ψ est caractérisée par son amplitude complexe $\psi(x, y)$ (c'est-à-dire par l'amplitude et la phase à l'origine de chacune de ses composantes), ainsi que par sa pulsation $\omega = \frac{2\pi c}{\lambda}$ et sa constante de propagation $\beta = \frac{2\pi}{\lambda}$:

$$\Psi(x, y, z, t) = \psi(x, y) e^{i(\omega t - \beta z)}, \quad \psi(x, y) = \begin{cases} \psi_x(x, y) e^{i\varphi_x(x, y)} \\ \psi_y(x, y) e^{i\varphi_y(x, y)} \\ \psi_z(x, y) e^{i\varphi_z(x, y)} \end{cases} \quad (5.1)$$

où λ désigne la longueur d'onde associée à cette onde guidée.

Un guide ruban diélectrique de section rectangulaire autorise la propagation de la lumière selon deux familles de modes guidés de différente polarisation. On distingue ainsi les modes de polarisation Transverse Électrique (TE) des modes de polarisation Transverse Magnétique (TM). Notons dès maintenant que cette classification est héritée de l'optique en espace libre ou traitant des guides plans « infinis ». En réalité, les dénominations de modes quasi-TE et quasi-TM seraient ici plus appropriées dans la mesure où, dans le cas des guides monodimensionnels, la notion de polarisation se réfère à l'orientation de la composante principale du champ dans le repère du guide, sans que les autres composantes de ce champ soient nulles pour autant. Pour chaque mode guidé considéré, il faut donc composer avec les six composantes du champ électromagnétique. Comme le montre la **Figure 5.1**, les modes TE sont caractérisés par une composante principale du champ électrique parallèle au substrat tandis que dans le cas de modes TM la composante principale du champ électrique est cette fois orientée selon la normale au substrat.

Les différents modes de chaque polarisation sont classés selon le nombre et la distribution spatiale des ventres et nœuds du profil en coupe de l'amplitude de l'onde guidée. Nous considérerons ici que la hauteur du guide est suffisamment faible pour n'autoriser que des modes guidés ne présentant qu'un seul maximum d'intensité selon l'axe vertical, ce qui correspond à la grande majorité des guides utilisés en optique intégrée, réalisés par gravure de couches minces. Seule la largeur du guide permet alors de définir le nombre de modes pouvant se propager dans le guide pour chaque polarisation. À titre d'illustration, la **Figure 5.1** détaille le cas d'un guide ruban en SOI de section $500 \times 250 \text{ nm}^2$ plongé dans l'eau pour une longueur d'onde de $1,53 \mu\text{m}$. Résultats de calculs de modes propres effectués à l'aide du logiciel COMSOL, cette figure présente une vue en coupe de l'intensité de chacune des composantes

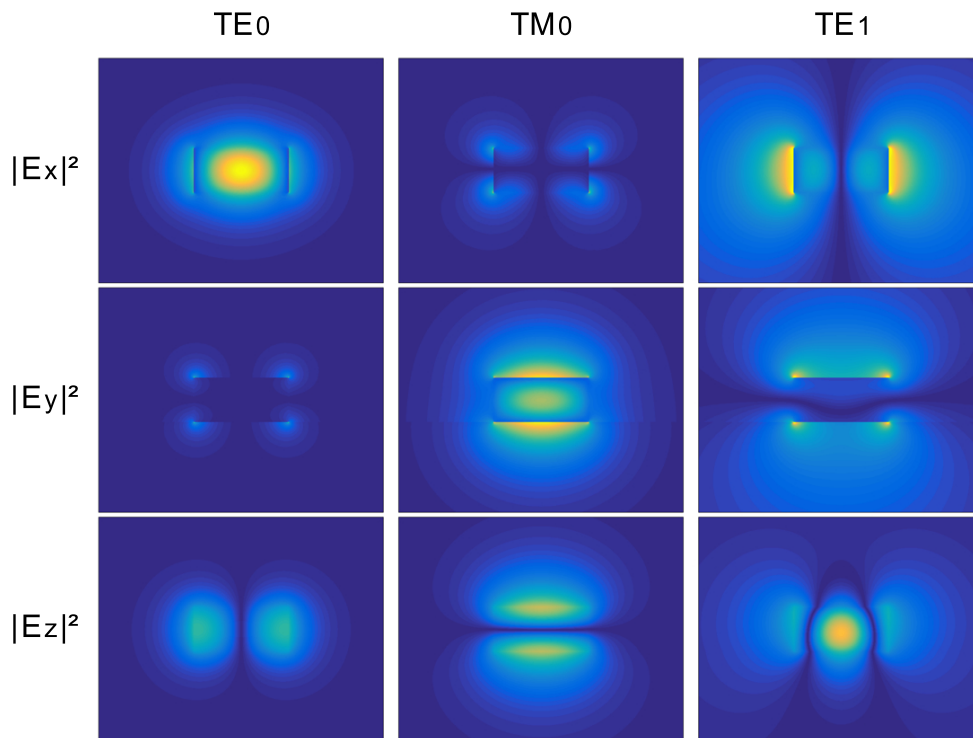


FIGURE 5.1 – Profil du carré de l’amplitude des différentes composantes du champ électrique pour chacun des trois modes guidés pouvant se propager dans un guide ruban en silicium-sur-isolant (SOI) de section $500 \times 250 \text{ nm}^2$ plongé dans l’eau. Résultats issus de calculs de modes propres par éléments finis effectués à l’aide du logiciel COMSOL.

des trois modes propres pouvant exister dans un tel guide. On y trouve les modes d’ordre 0 de chaque polarisation, dits « modes fondamentaux », dont le profil en intensité ne comporte qu’un unique ventre au centre du guide. Un troisième mode existe également, le mode TE d’ordre 1, qui comporte quant à lui deux ventres en opposition de phase positionnés de chaque côté du guide de manière symétrique.

On observe pour chaque mode la présence d’un champ évanescent ornant chacune des faces du guide. Ce champ évanescent traduit la délocalisation d’une partie de l’énergie guidée à l’extérieur de la structure en silicium, étant données les dimensions sublongueur d’onde du guide. Du point de vue de l’onde, tout se passe comme si celle-ci se propageait dans un milieu homogène « effectif » dont l’indice optique aurait une valeur intermédiaire entre celui du guide et celui du milieu environnant. Toutefois, chaque mode est caractérisé par un indice optique effectif n_{eff} distinct. Cette distinction est intimement liée au fait que l’étendue du champ évanescent, et donc la part d’énergie délocalisée hors du guide, varie fortement d’un mode à l’autre. D’un point de vue ondulatoire, cela signifie que chaque mode m est caractérisé par une constante de propagation β_m qui lui est propre. L’onde lumineuse ne se propage alors pas à la même vitesse et ne possède pas la même longueur d’onde effective selon le mode guidé adopté. La **Figure 5.2** présente l’évolution de la valeur des indices optiques effectifs des trois modes guidés considérés précédemment en cas de variation de la largeur du guide optique. Pour une largeur de guide inférieure à 480 nm , seuls les deux modes fondamentaux existent, le mode TE d’ordre

un n'apparaissant que pour des largeurs de guide supérieures à ce seuil. Proches de la coupure, les modes ont d'abord un indice effectif tout juste supérieur à celui de la silice $n_{SiO_2} = 1,44$. Au fur et à mesure que la largeur du guide s'accroît, leur valeur augmente progressivement jusqu'à se rapprocher de celle de l'indice optique du silicium $n_{Si} = 3,46$.

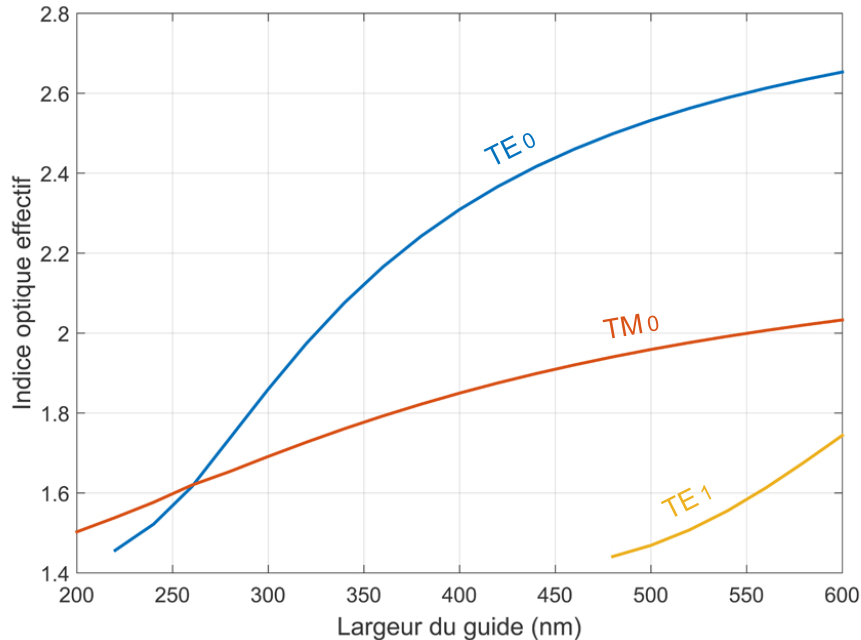


FIGURE 5.2 – Indices optiques effectifs des modes guidés pouvant se propager dans un guide ruban immergé en SOI de 250 nm de hauteur en fonction de la largeur du guide. Résultats issus de calculs de modes propres par éléments finis effectués à l'aide du logiciel COMSOL.

Par ailleurs, ces différents modes guidés sont dits « orthogonaux » entre eux [204]. D'un point de vue physique, cette orthogonalité traduit le fait qu'aucun transfert d'énergie n'a lieu en cours de propagation entre les différents modes. Autrement dit, peu importe la section du guide considérée, chaque mode conserve la même quantité d'énergie. Il n'y a donc pas de couplage ou de battement entre ces modes, c'est-à-dire pas d'excitation périodique d'un mode puis d'un autre au fur et à mesure que l'énergie se propage dans le guide. Il n'est pas non plus possible de faire interférer deux ondes se propageant selon deux modes orthogonaux [204]. Ainsi, le cas de deux ondes contrapropagatives adoptant le même mode guidé est la seule situation où l'on puisse observer la formation d'une onde stationnaire dans le guide. On assiste alors à une redistribution de l'énergie selon l'axe du guide en une succession de franges d'interférence qui peuvent constituer autant de pièges optiques qu'il y a de ventres, c'est-à-dire de franges d'interférence constructives.

5.1.2 Modulation périodique du champ de forces optiques

Néanmoins, s'il est impossible de former une onde stationnaire à partir de deux faisceaux orthogonaux, leur propagation simultanée dans un guide d'onde crée néanmoins une modulation périodique du champ de forces optiques dans le champ proche du guide. Pour remonter à l'origine de ce phénomène, il faut avoir à l'esprit que tout élément perturbateur placé sur le chemin d'un faisceau de lumière cohérente peut être source d'interférence. Cette propriété est notamment à la base du principe d'holographie. Dans le cas de figure qui nous intéresse, deux ondes cohérentes se propagent dans un guide sans interférer, du fait de l'orthogonalité entre les deux modes guidés mis en jeu. Mais dès qu'une source de diffusion est placée à proximité du guide, son interaction avec le champ évanescent des deux modes guidés est à l'origine de phénomènes d'interférence entre l'ensemble des composantes du champ électromagnétique local. Cette propriété peut être vérifiée par exemple lors de la réalisation d'observations en champ proche à l'aide d'une pointe de fibre optique de dimension sublongueur d'onde. Le couplage cohérent du champ évanescent de chacun des modes sous forme d'ondes propagatives dans la fibre laisse apparaître une alternance de franges sombres et lumineuses. Celles-ci résultent de la somme en amplitude et en phase des composantes de chaque mode guidé opérée par ce couplage cohérent. Elles sont désignées par le terme de « quasi-interférences » puisqu'elles sont induites par le procédé d'observation et n'ont pas de réalité physique sans la présence de la sonde de microscopie [205, 206].

Les forces optiques n'échappent pas à cette loi. En témoigne par exemple une récente étude revendiquant, pour un piège optique gaussien en champ lointain, un accroissement de la raideur du piège grâce à la mise en forme spatiale de la phase du faisceau incident [207]. Connaissant les propriétés diffusives de l'objet piégé (une microbille de silice en l'occurrence), il est en effet possible d'optimiser les phénomènes de diffraction créés par la bille pour accroître la force de rappel s'appliquant sur cette dernière. Ceci illustre parfaitement le fait que les forces optiques résultent d'un phénomène interférentiel de diffusion (du moins dans le cas de particules diélectriques non-absorbantes). Sur le même principe, nous allons voir que les forces optiques perçues par un objet interagissant avec le champ proche d'un guide résultent elles-aussi du champ évanescent « total », c'est-à-dire de la somme en amplitude et en phase de la part évanescente des ondes guidées se propageant dans le guide [204]. La superposition de deux modes guidés orthogonaux donne ainsi lieu à une modulation périodique du champ de forces optiques le long du guide. Cette modulation spatiale résulte du déphasage relatif du champ local des deux modes. Entre autres, ce déphasage est caractérisé par une période P_{ij} qui dépend de la différence de longueur d'onde effective des modes i et j considérés, c'est-à-dire de l'inverse de leur différence d'indice effectif [205] :

$$P_{ij} = |\lambda_i - \lambda_j| = \frac{\lambda_0}{|n_i - n_j|} \quad (5.2)$$

où λ_0 désigne la longueur d'onde de la lumière dans le vide, tandis que λ_i et n_i (respectivement λ_j et n_j) font référence à la longueur d'onde effective et à l'indice effectif associés au mode i (respectivement j).

5.1.3 Protocole expérimental pour l'étude de billes guidées par force optique

Pour vérifier l'exactitude de cette hypothèse, nous avons étudié l'interaction de microbilles de polystyrène attirées par forces optiques dans le champ proche de guides d'onde. Plus précisément, nous nous sommes intéressés aux trajectoires de ces microbilles, comme dans le cadre des expériences de microscopie optofluidique en champ proche décrites dans le chapitre 3. À la différence que la pression de radiation joue maintenant un rôle important puisqu'elle exerce une poussée permanente sur les billes observées. Par conséquent, les billes sont propulsées le long du guide. D'un côté, ce déplacement continu permet d'observer toute la portion de guide présente dans le champ d'observation du microscope, un peu à la manière des techniques traditionnelles de microscopie à balayage. Mais d'un autre côté, ce déplacement toujours orienté dans le sens de propagation de la lumière dans le guide restreint fortement le temps de présence de chaque bille à une position donnée le long du guide. Or, comme nous l'avons vu dans le chapitre 3, un nombre conséquent de points expérimentaux sont requis pour reconstruire l'image du potentiel de piégeage perçu par une bille. La superposition de nombreuses trajectoires de billes est donc primordiale pour l'obtention de la cartographie complète du potentiel de piégeage, censé être le même pour l'ensemble des billes, toutes semblables, interagissant avec le champ évanescent du guide.

Notons au passage que l'emploi du terme « potentiel » constitue ici un abus de langage puisque les billes subissent en permanence l'action d'une force non-conservative exercée par la pression de radiation. Nous parlerons tout de même du « potentiel de piégeage » transverse, qui influe sur la position latérale des billes par rapport à l'axe du guide. L'usage du terme est en effet souvent admis dans le cas d'objets propulsés le long de guides photoniques, de même qu'il est admis dans le cadre plus commun des pinces optiques en champ lointain, et ce malgré la contribution de la pression de radiation.

À l'instar des résultats concernant le potentiel de piégeage présentés au chapitre 3, les résultats de ce chapitre ont été obtenus uniquement à l'aide de puces optofluidiques statiques, le but étant d'imager de la manière la plus précise possible l'action des forces optiques. Nul besoin donc de circuit microfluidique ni de manipulation hydrodynamique, bien au contraire.

L'étude a été réalisée à partir de puces photoniques comportant des séries de guides d'onde de différente largeur. Lorsque la lumière est couplée à un mode guidé à l'entrée de la puce photonique, l'orientation angulaire de la fibre optique lentillée définit la polarisation du mode excité. Si la polarisation de la lumière en sortie de fibre n'est pas parfaitement alignée avec l'une des polarisations des modes du guide, l'énergie lumineuse est répartie entre modes de polarisation TE et TM. En désalignant l'orientation de la fibre, il est donc possible d'exciter simultanément des modes de différentes polarisations. Par ailleurs, certains guides sont pourvus d'une section plus large suivie d'un taper en entrée de puce, comme décrit par la **Figure 5.3**. Augmenter la surface de la section du guide d'entrée permet en premier lieu de coupler davantage de lumière dans la puce. D'autre part, lorsque la largeur du

guide final le permet, modifier la position latérale de la pointe de la fibre par rapport à la face clivée du guide multimode permet de privilégier l'excitation d'un mode ou d'un autre au niveau du guide final. Ainsi, une fibre centrée par rapport au guide permet d'exciter préférentiellement le mode fondamental dans la zone d'interaction avec les billes en suspension, tandis qu'une fibre excentrée, de part l'asymétrie qu'elle introduit, peut servir à exciter le mode d'ordre un du guide final.

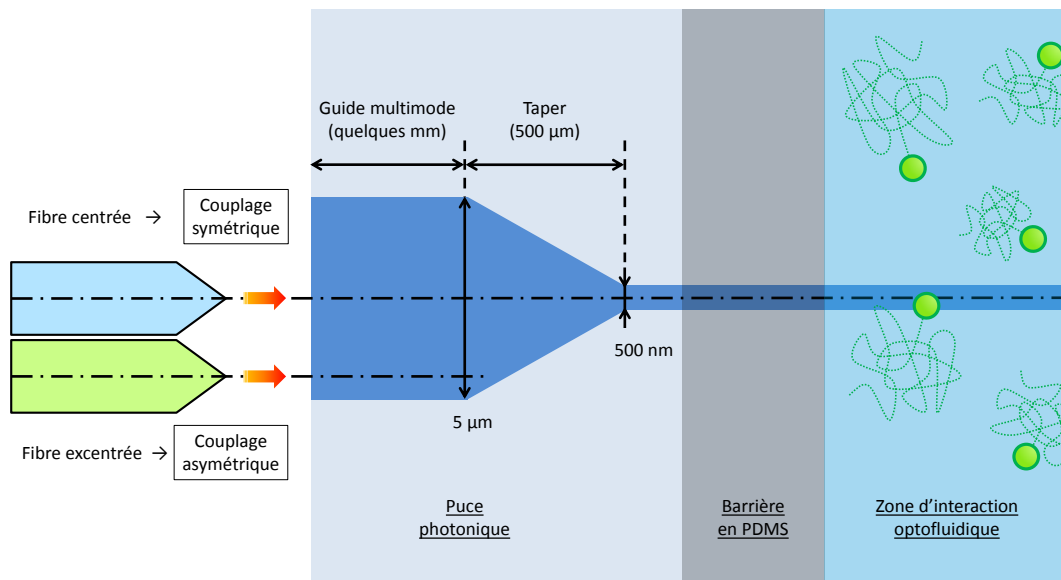


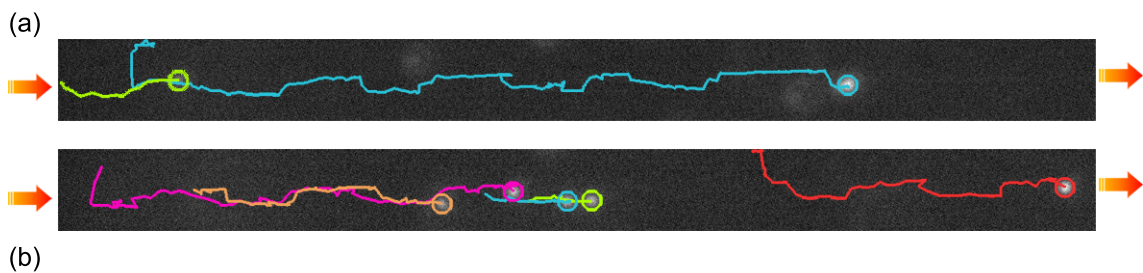
FIGURE 5.3 – Représentation schématique du dispositif de couplage de la lumière depuis la pointe d'une fibre optique lentillée vers un guide d'onde multimode.

5.2 De la propulsion à l'immobilisation

5.2.1 Superposition des modes fondamentaux : $TE_0 + TM_0$

Commençons par nous intéresser au cas le plus simple, à savoir un guide bimode où seuls les modes fondamentaux de chaque polarisation peuvent coexister. Pour cela, prenons comme point de départ un guide de 300 nm de large et 250 nm de haut. Comme on peut le voir sur la **Figure 5.2**, une largeur de guide plus faible aboutirait à des indices effectifs trop proches l'un de l'autre. La structuration du champ de forces optique qui en résulterait aurait alors un période de plusieurs dizaines de micromètres, ce qui serait peu pratique pour l'observation en microscopie. Dans le cas d'un guide de 300 nm de large, la période calculée à partir des valeurs d'indice effectif obtenues par simulation numérique est de $9,0\text{ }\mu\text{m}$, une valeur plus adaptée pour l'observation microscopique avec un champ de vision d'environ $60\text{ }\mu\text{m}$ de large.

La **Figure 5.4** présente deux images sur lesquelles sont représentées des trajectoires de billes de 500 nm propulsées le long d'un guide de 300 nm de large. On remarque dès le premier coup d'œil le caractère non-rectiligne des trajectoires tracées. À quelques fluctuations près, toutes les billes semblent en effet suivre un même chemin qui serpente dans l'axe du guide. Cet itinéraire reste identique tout au long de l'expérience, comme en témoigne la possibilité de superposer les trajectoires des deux images de la **Figure 5.4**, pourtant enregistrées à presque trente secondes d'intervalle.



(Document vidéo n°5)

FIGURE 5.4 – (a) Trajectoires de billes de 500 nm propulsées le long d'un guide de 300 nm de large sous l'action combinée des modes $TE_0 + TM_0$. La lumière laser utilisée est caractérisée par une longueur d'onde de $1,53\text{ }\mu\text{m}$ et une puissance de 100 mW en sortie de l'amplificateur optique. La largeur du champ de d'observation est légèrement inférieure à $60\text{ }\mu\text{m}$. (b) Vidéo décrivant la propulsion des billes le long d'une portion du guide au cours de l'expérience.

Afin de mieux visualiser ce parcours le long du guide, l'ensemble des positions composant les différentes trajectoires de billes enregistrées sur une durée de 50 secondes au cours de l'expérience sont reportées sur un même graphique sur la **Figure 5.5**. La présence du guide d'onde est matérialisée par la bande grisée horizontale de 300 nm de large au centre de l'image. Les positions des billes sont repérées par des points circulaires bleus ou verts selon leur position par rapport à l'axe central du guide. Cet ensemble de points fait clairement apparaître un motif périodique plus

ou moins en forme de zigzag. Ceci confirme l'existence d'un itinéraire sinueux suivi invariablement par les billes guidées, qui transitent régulièrement d'un côté à l'autre du guide au fur et à mesure de leur progression. Autrement dit, nous pouvons bien parler d'une modulation périodique du potentiel de piégeage perçu par les billes.

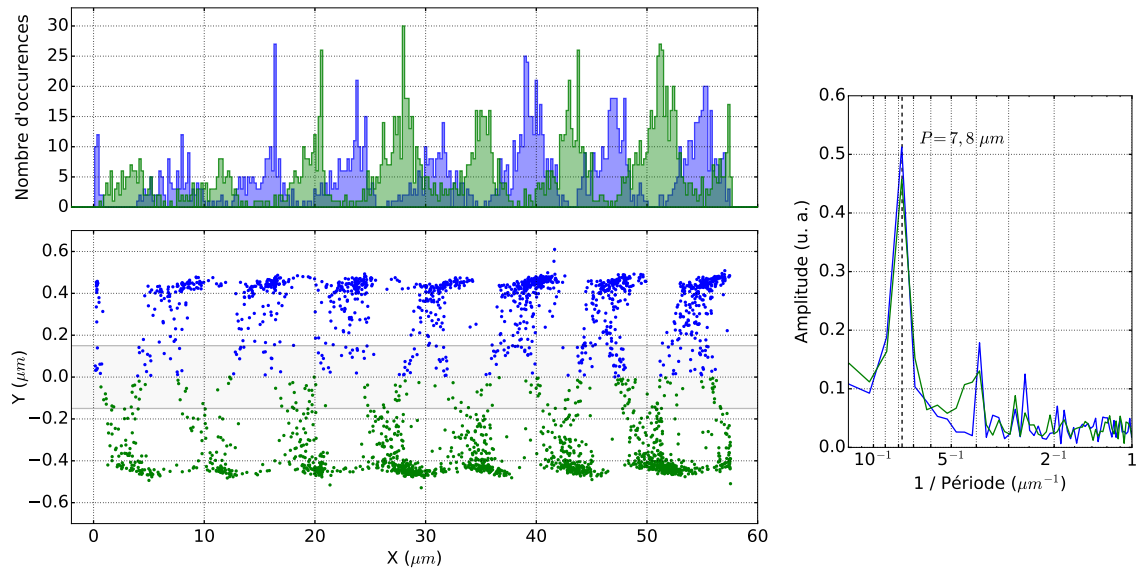


FIGURE 5.5 – Distribution spatiale de l'ensemble des positions occupées par des billes propulsées le long d'un guide de 300 nm de large (représenté en gris) sous l'action combinée des modes $TE_0 + TM_0$ pour une longueur d'onde de $1,53 \mu m$ une puissance laser source de 100 mW. Au-dessus sont tracés les histogrammes, réalisés avec une résolution de 200 nm, des populations de points bleus et verts, respectivement situés de part et d'autre de l'axe central du guide. Les courbes situées à droite représentent les transformées de Fourier de ces deux histogrammes.

La **Figure 5.5** présente également les histogrammes, par sections de 200 nm selon l'axe du guide, de chacune des deux populations de points, bleus et verts, situés respectivement de part et d'autre de l'axe central du guide. Cette distinction fait ressortir le caractère périodique de la distribution spatiale des positions. En effet, chaque histogramme est composé d'une succession de pics régulièrement espacés, les deux séries de pics étant décalées l'une par rapport à l'autre d'une demi-période du fait de l'allure en zigzag des trajectoires de billes. Les transformées de Fourier de ces histogrammes sont aussi représentées sur la **Figure 5.5**. Celles-ci permettent l'analyse spectrale de la distribution spatiale des positions des billes. Dans le cas présent, les deux courbes possèdent un même pic principal dont l'abscisse donne accès à la période des histogrammes : $P = 7,8 \mu m$. Cette valeur, qui correspond à la période du motif décrit par les billes propulsées le long du guide, avoisine la valeur théorique de $9,0 \mu m$, calculée à partir des indices effectifs des modes guidés simulés. La différence entre ces deux valeurs peut venir de l'incertitude sur les dimensions du guide. Le processus de fabrication peut en effet être à l'origine d'un léger écart par rapport aux cotes initiales, notamment au niveau de la largeur du guide. Il n'est donc pas surprenant de mesurer une période de $7,8 \mu m$, qui correspond d'après les calculs numériques à une largeur de guide de 305 nm. Cette variation importante de

la période du motif observé s'explique par la forte sensibilité de l'écart relatif entre indices effectifs des modes concernés vis-à-vis d'une variation de largeur de guide, comme on peut le constater sur la **Figure 5.2**.

Outre son caractère périodique, le potentiel de piégeage qui se dessine sur la **Figure 5.5** présente une particularité inattendue : la majeure partie des positions sont situés en dehors de la zone grisée délimitant le guide d'onde. Cela signifie que les billes sont préférentiellement propulsées sur les côtés du guide, et n'effectuent que quelques passages au-dessus de ce dernier pour transiter d'un côté à l'autre. Pour en comprendre la raison, il faut s'intéresser à la distribution de la norme du champ électromagnétique correspondant à la somme vectorielle des deux modes orthogonaux contribuant au guidage de billes. La **Figure 5.6** représente la distribution du carré de la norme du champ pour différentes sections du guide. Cette représentation permet de faire apparaître les zones où les champs électromagnétiques des deux modes sont en phase. On remarque ainsi que ces zones balayent continuellement la section du guide d'une diagonale à l'autre. Ces variations de déphasage sont particulièrement visibles au niveau du champ évanescents à la surface du guide. Les oscillations qui en

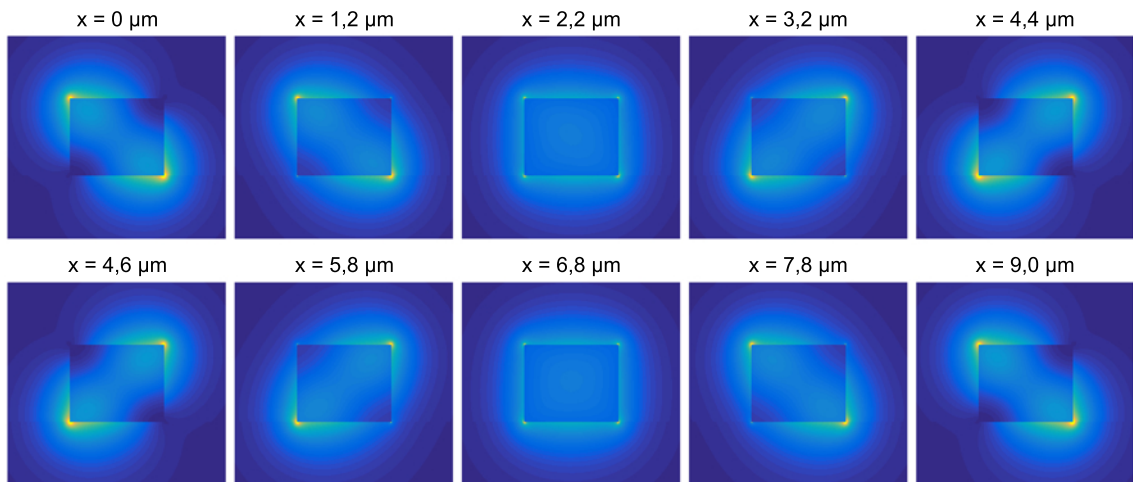


FIGURE 5.6 – Différentes sections d'un guide de 300 nm de large présentant l'évolution en cours de propagation de la distribution du carré de la norme du champ électromagnétique correspondant à la somme vectorielle des modes TE_0 et TM_0 .

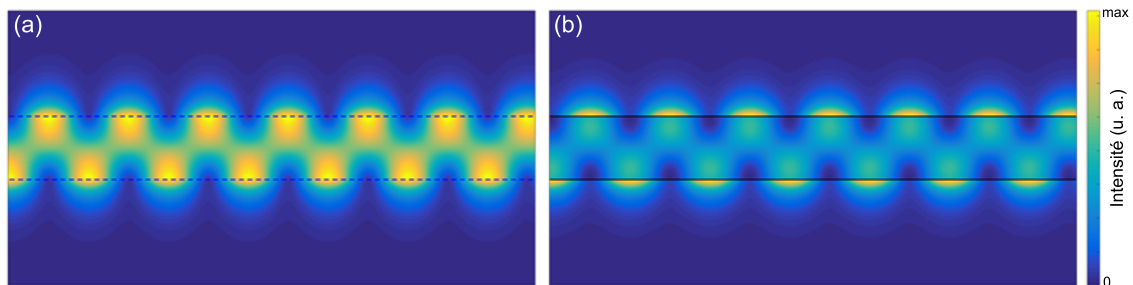


FIGURE 5.7 – Distribution du carré de la norme du champ électromagnétique correspondant à la somme vectorielle des modes TE_0 et TM_0 le long d'une portion de guide de 60 μm de long, (a) 25 nm au-dessus et (b) 25 nm en-dessous de la surface du guide. Les traits pleins ou en pointillé délimitent les bords du guide qui fait 300 nm de large.

résultent sont à l'origine du caractère périodique en dent de scie du mouvement des billes guidées, comme on peut le voir sur la figure **Figure 5.7**. Celle-ci représente ces mêmes zones où les champs sont en phase le long du guide, soit 25 nm au-dessus, soit 25 nm en-dessous de la face supérieure du guide. Il est intéressant de noter que la **Figure 5.7** fait apparaître ce qui s'apparente à un réseau de pièges optiques sur les bords du guide. Ces pièges sont cependant trop larges (plusieurs micromètres de long) pour retenir avec efficacité les billes, qui sont également attirées par le champ évanescent au-dessus du guide. Toutefois, cela explique les amas de points que l'on peut voir de part et d'autre du guide sur la **Figure 5.5**.

5.2.2 Variations de la taille du guide, de la puissance laser et de la longueur d'onde

De telles zones de « ralentissement » apparaissent également sur les trajectoires de billes de 500 nm propulsées le long d'un guide large de 350 nm , représentées sur la **Figure 5.8**. À nouveau, les billes semblent toutes suivre le même chemin en dents de scie, en ayant tendance à s'attarder chaque fois qu'elles atteignent un bord du guide. Comme on peut le voir sur la **Figure 5.9**, ce chemin correspond aux zones où les champs des deux modes guidés sont en phase au-dessus et en bordure de guide. Ce comportement apparaît plus nettement encore sur la première image de la **Figure 5.10**, qui présente les résultats obtenus avec une puissance laser de 100 mW . Sur le graphique représentant la distribution spatiale des positions adoptées par les billes guidées, on retrouve le motif en dents de scie au-dessus du guide, ainsi qu'un nombre conséquent de points situés dans des zones spécifiques de part et d'autre du guide. Toutefois, les billes n'étant pas totalement arrêtées au niveau de ces emplacements, on ne peut pas encore parler de réseau de pièges optiques en bordure de guide. D'autant plus qu'une augmentation de la puissance laser, au lieu d'améliorer ce semblant de piégeage, l'éclipse totalement. On peut en effet constater la disparition de ces points sur le second jeu de données présenté sur la **Figure 5.10**, obtenu avec une puissance laser de 160 mW . Les billes sont alors propulsées d'autant plus vite sur la surface supérieure du guide, sans même prendre le temps de basculer sur les bords du guide.

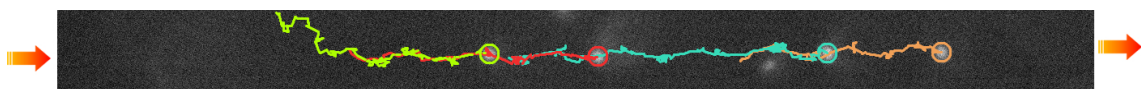


FIGURE 5.8 – Trajectoires de billes de 500 nm propulsées le long d'un guide de 350 nm de large sous l'action combinée des modes $TE_0 + TM_0$. La lumière laser utilisée est caractérisée par une longueur d'onde de $1,53 \mu\text{m}$ et une puissance de 100 mW en sortie de l'amplificateur optique. La largeur du champ de d'observation est légèrement inférieure à $60 \mu\text{m}$.

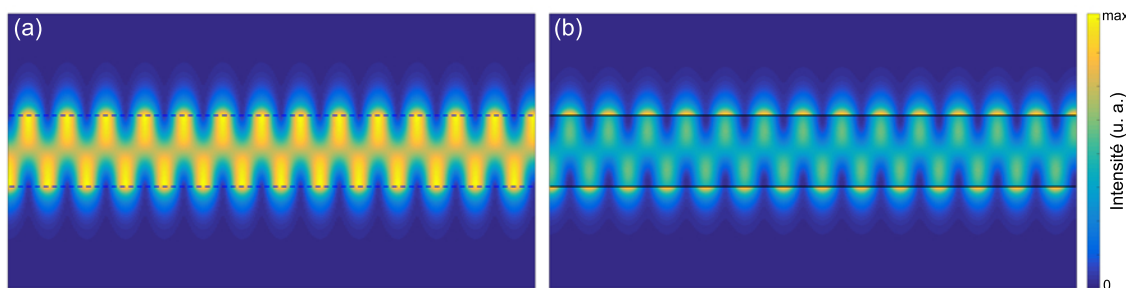


FIGURE 5.9 – Distribution du carré de la norme du champ électromagnétique correspondant à la somme vectorielle des modes TE_0 et TM_0 le long d'une portion de guide de $60 \mu\text{m}$ de long, (a) 25 nm au-dessus et (b) 25 nm en-dessous de la surface du guide. Les traits pleins ou en pointillé délimitent les bords du guide qui fait 350 nm de large.

En ce qui concerne la périodicité du motif observé, celle-ci est plus resserrée que dans le cas du guide de 300 nm . En effet, quelque soit la puissance utilisée, les expériences réalisées avec un guide de 350 nm aboutissent toutes deux à une même période $P = 4,02 \mu\text{m}$. Ce qui est plutôt en accord avec la valeur théorique de $4,37 \mu\text{m}$, calculée à partir des indices effectifs des modes guidés simulés. Ce résultat traduit l'écart plus important qui se forme entre les indices effectifs des deux modes lorsque la largeur du guide augmente, comme le montre la **Figure 5.2**. Cette tendance se poursuit lorsque l'on augmente encore la largeur du guide. La **Figure 5.11** présente les résultats obtenus pour un guide de 400 nm de large. On retrouve le motif en dents de scie dessinés par les positions des billes guidées, mais cette fois-ci les billes ne s'attardent plus du tout sur les côtés du guide. Cela s'explique par le fait que plus le guide s'élargit, plus le champ électromagnétique se trouve confinée latéralement à l'intérieur du guide. Le champ évanescent de chacun des modes perd ainsi en intensité sur les bords du guide et les billes interagissent alors préférentiellement avec le champ évanescent au-dessus du guide. La période du motif est de $P = 3,10 \mu\text{m}$, ce qui est encore une fois proche de la valeur théorique de $3,33 \mu\text{m}$, calculée à partir des indices effectifs des modes guidés simulés. Comme on peut le voir sur la **Figure 5.12**, un changement de longueur d'onde n'a que peu d'influence sur cette période. En effet, pour une longueur d'onde de $1,55 \mu\text{m}$, soit 20 nm de plus que précédemment, la période des motifs est de $3,11 \mu\text{m}$. La valeur théorique calculée à partir des indices effectifs des modes guidés simulés est de $3,30 \mu\text{m}$, ce qui confirme cette stabilité. Ceci s'explique par le fait qu'une variation de longueur d'onde n'a que peu d'influence sur l'écart entre les indices effectifs des deux modes étudiés.

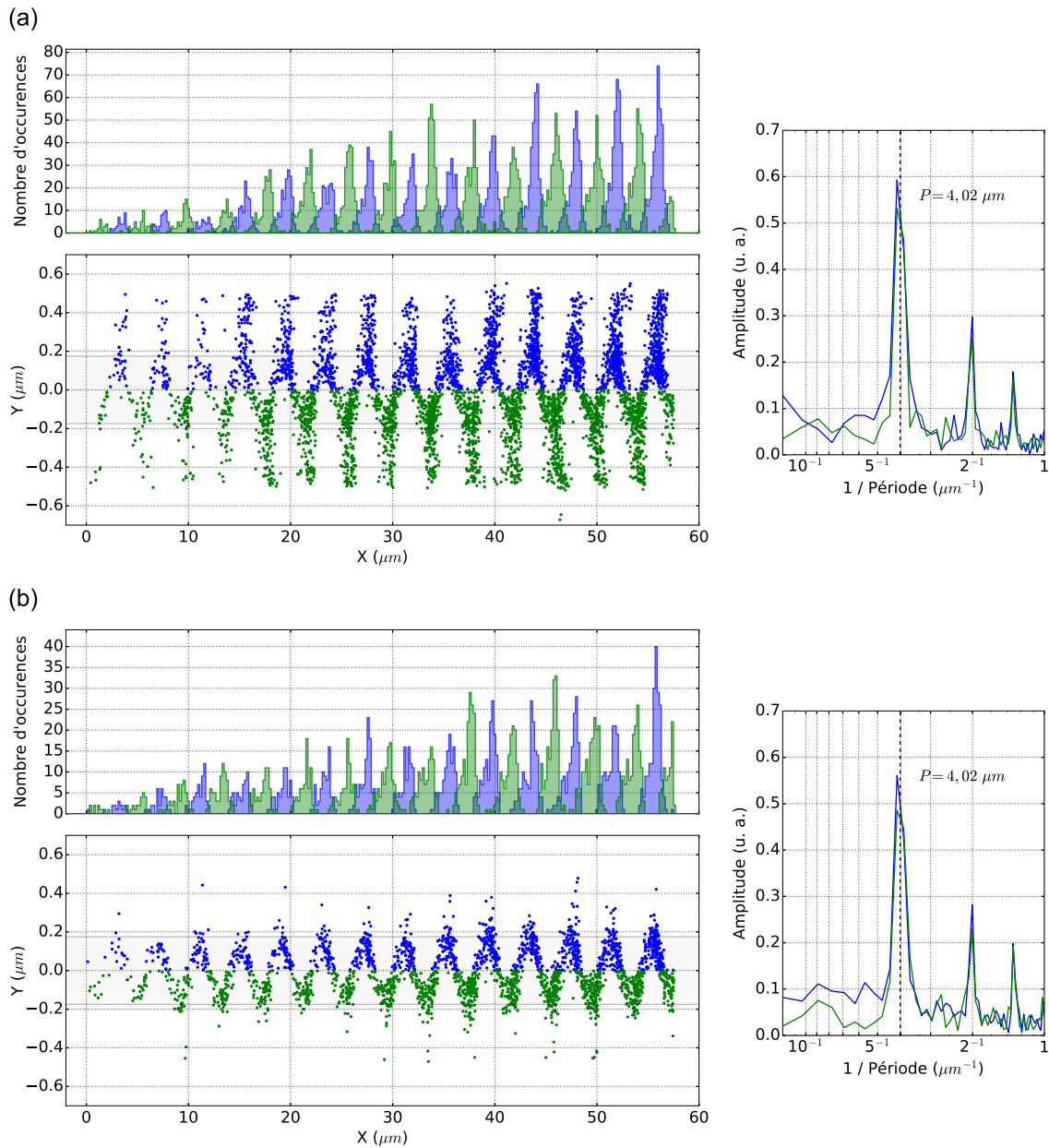


FIGURE 5.10 – Distribution spatiale de l'ensemble des positions occupées par des billes propulsées le long d'un guide de 350 nm de large (représenté en gris) sous l'action combinée des modes $TE_0 + TM_0$ pour une longueur d'onde de $1,53 \mu\text{m}$ et une puissance laser source de (a) 100 mW et (b) 160 mW. Au-dessus sont tracés les histogrammes, réalisés avec une résolution de 200 nm, des populations de points bleus et verts, respectivement situés de part et d'autre de l'axe central du guide. Les courbes situées à droite représentent les transformées de Fourier de ces deux histogrammes.

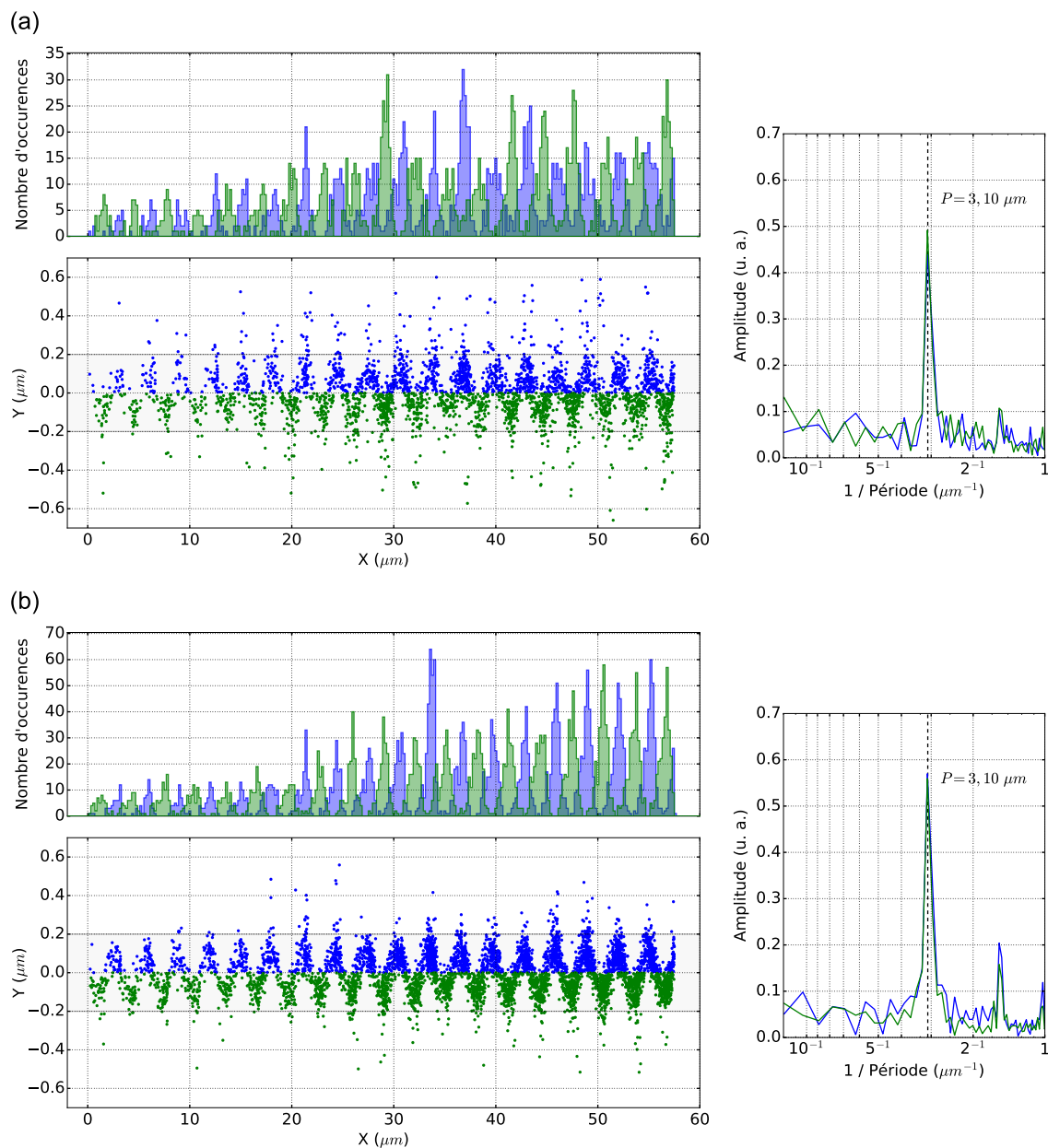


FIGURE 5.11 – Distribution spatiale de l'ensemble des positions occupées par des billes propulsées le long d'un guide de 400 nm de large (représenté en gris) sous l'action combinée des modes $TE_0 + TM_0$ pour une longueur d'onde de $1,53 \mu\text{m}$ et une puissance laser source de (a) 100 mW et (b) 160 mW. Au-dessus sont tracés les histogrammes, réalisés avec une résolution de 200 nm, des populations de points bleus et verts, respectivement situés de part et d'autre de l'axe central du guide. Les courbes situées à droite représentent les transformées de Fourier de ces deux histogrammes.

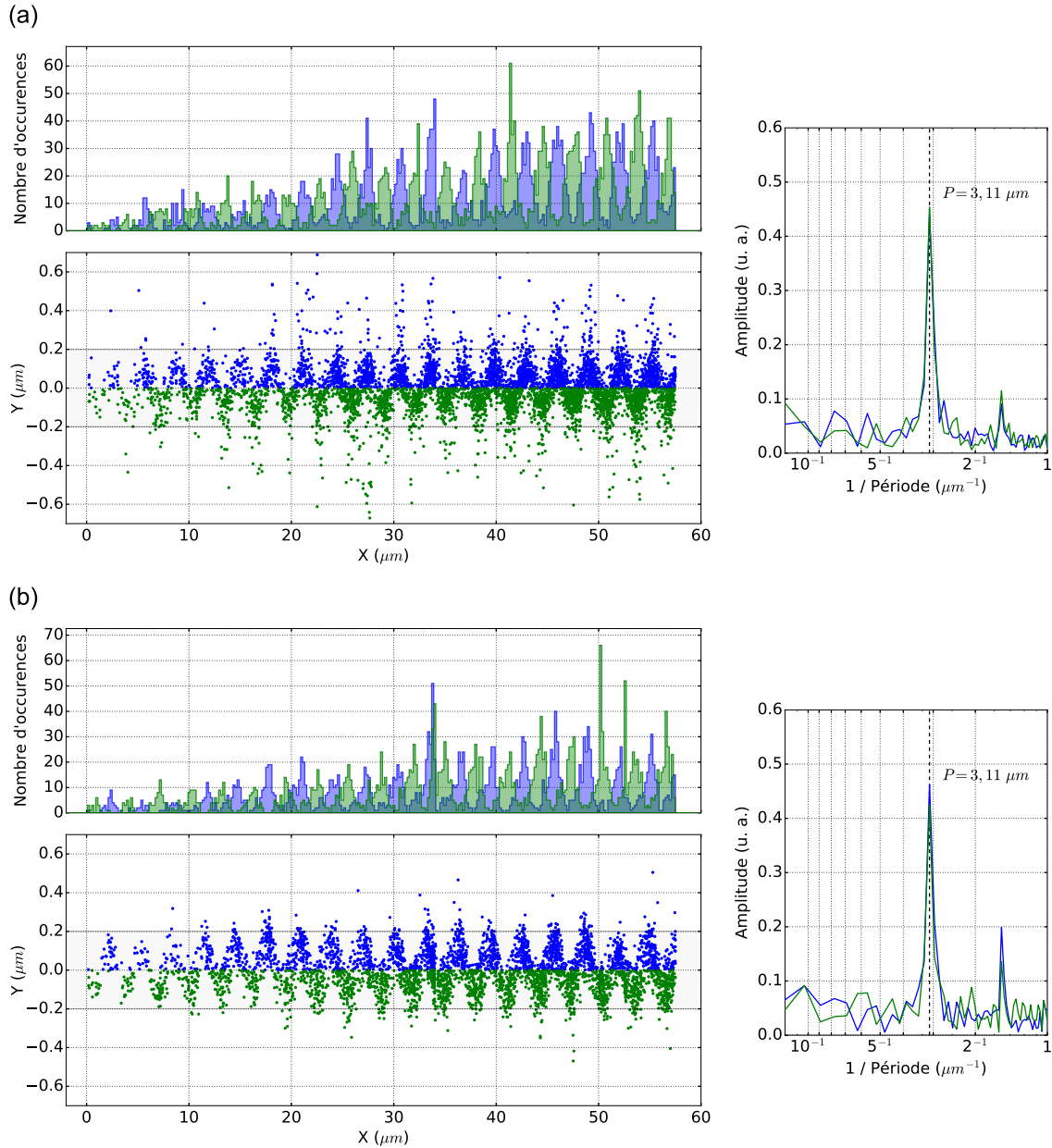


FIGURE 5.12 – Distribution spatiale de l'ensemble des positions occupées par des billes propulsées le long d'un guide de 400 nm de large (représenté en gris) sous l'action combinée des modes $TE_0 + TM_0$ pour une longueur d'onde de $1,55 \mu\text{m}$ et une puissance laser source de (a) 100 mW et (b) 160 mW . Au-dessus sont tracés les histogrammes, réalisés avec une résolution de 200 nm , des populations de points bleus et verts, respectivement situés de part et d'autre de l'axe central du guide. Les courbes situées à droite représentent les transformées de Fourier de ces deux histogrammes.

5.2.3 Apparition d'un troisième mode : TE_1

Si l'on augmente encore la largeur du guide, on assiste à l'apparition d'un nouveau phénomène. Comme on peut le voir sur la **Figure 5.13**, pour un guide large de 450 nm , la distribution spatiale des positions des billes révèle une structuration supplémentaire du champ de forces optiques. En effet, au motif en dents de scie attendu se superpose une concentration périodique des points au-dessus du guide, à la manière d'une succession de franges d'interférence. Si cette structuration est très marquée à l'entrée du guide, elle s'estompe cependant rapidement sur une distance de quelques dizaines de micromètres, jusqu'à disparaître complètement pour ne laisser place qu'aux oscillations engendrées par les modes TE_0 et TM_0 . Cette observation amène à supposer l'existence d'un troisième mode de propagation dans le guide. Or, aucun autre mode guidé n'est censé pouvoir se propager dans un guide de 450 nm d'après les résultats obtenus par simulation numérique. On peut vérifier sur la **Figure 5.2** que le mode TE_1 n'apparaît que pour des largeurs de guide supérieures à 480 nm . La présence d'un troisième mode peut toutefois trouver une explication dans le fait que le champ d'observation microscopique se situe au niveau de l'entrée du guide dans la chambre microfluidique. Celle-ci est elle-même positionnée proche de fin de la portion du guide d'entrée en forme de taper. Ainsi, il est probable que le mode TE_1 soit présent dans le guide peu avant le début de la chambre microfluidique. À la sortie du taper, le guide devient trop fin pour que ce mode guidé continue à exister en tant que tel. Cependant l'onde continue à se propager sur une certaine distance tout en diffusant dans le substrat. Il n'est donc pas étonnant d'observer encore ses effets à l'entrée de la chambre microfluidique. Effets qui s'atténuent toutefois rapidement puisque l'énergie de ce mode n'est plus guidée mais diffuse dans le substrat. Cette atténuation de mode, révélée par le suivi de particules interagissant avec le champ évanescent du guide, met en évidence une nouvelle fois l'intérêt que peut présenter une telle technique pour l'imagerie en champ proche optique.

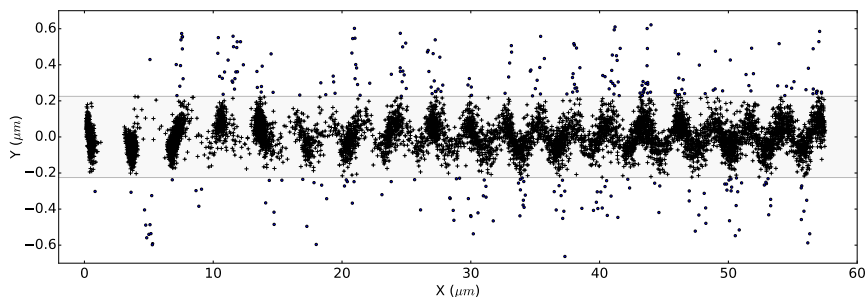


FIGURE 5.13 – Distribution spatiale de l'ensemble des positions occupées par des billes propulsées le long d'un guide de 450 nm de large (représenté en gris) sous l'action combinée des modes $TE_0 + TM_0$ pour une longueur d'onde de $1,53\text{ }\mu\text{m}$ et une puissance laser source de 100 mW .

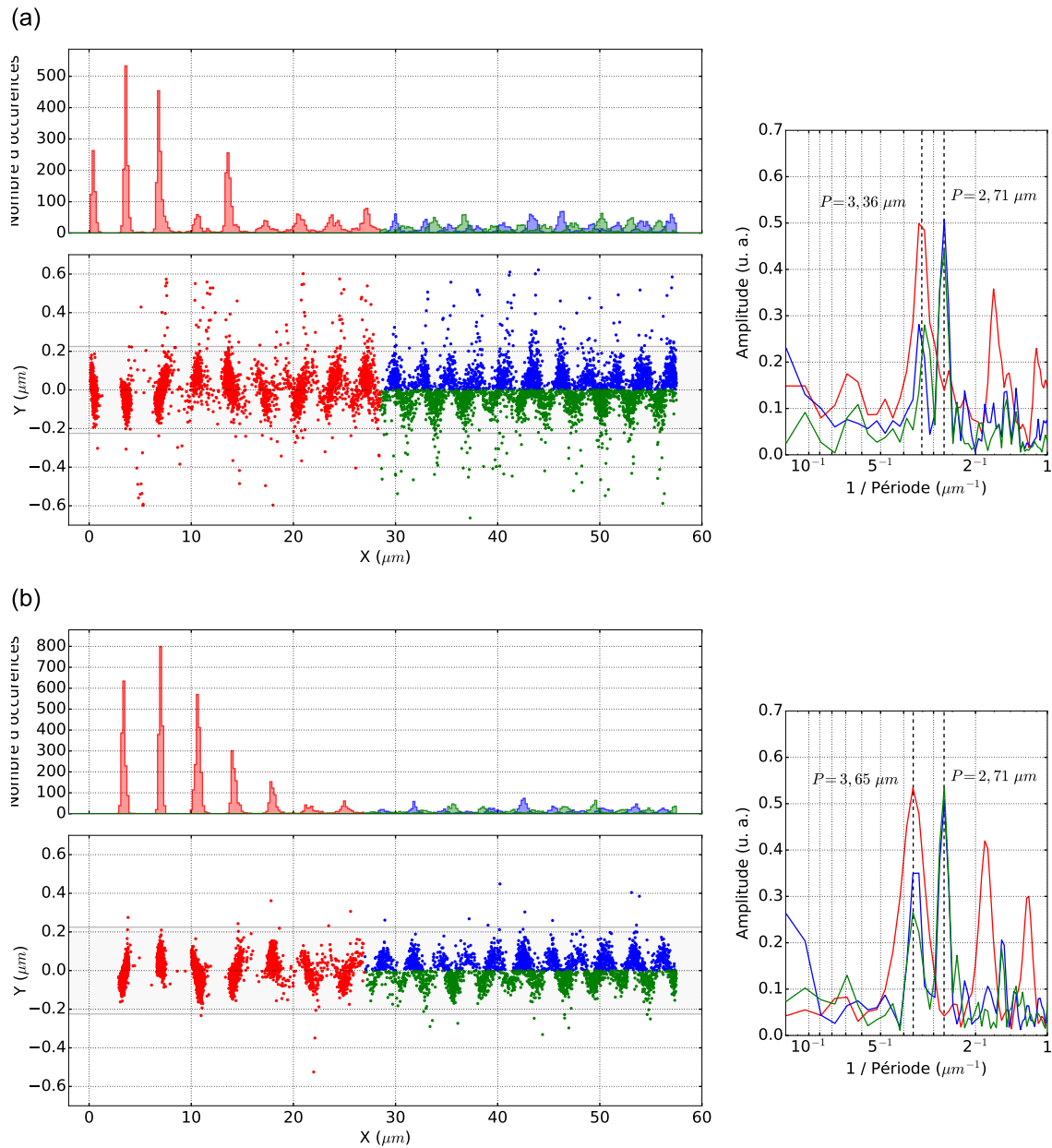


FIGURE 5.14 – Distribution spatiale de l'ensemble des positions occupées par des billes propulsées le long d'un guide de 450 nm de large (représenté en gris) sous l'action combinée des modes $TE_0 + TM_0$ pour une longueur d'onde de (a) 1,53 μm et (b) 1,55 μm et une puissance laser source de (a) 100 mW et (b) 160 mW. Au-dessus sont tracés les histogrammes, réalisés avec une résolution de 200 nm, des populations de points bleus, verts et rouges. Les courbes situées à droite représentent les transformées de Fourier de ces trois histogrammes.

La **Figure 5.14** présente l'analyse fréquentielle des motifs observés à différentes longueurs d'onde. Chacune des distributions spatiales de positions est scindée en deux zones, l'une dont les points bleus et verts décrivent principalement l'oscillation en dents de scie due aux modes TE_0 et TM_0 , l'autre dont les points rouges font ressortir la présence d'un troisième mode. Comme nous l'avons constaté précédemment, un décalage en longueur d'onde n'a pas d'effet significatif sur la période des oscillations en dents de scie. Bien que les indices effectifs des modes TE_0 et TM_0 diminuent légèrement lorsque la longueur d'onde augmente, leur écart reste constant. Dans le cas du mode supplémentaire situé sous la coupure, c'est-à-dire non-guidé, son indice effectif n'est autre que celui du substrat en silice. Celui-ci ne dépend que très peu de la longueur d'onde aux alentours de $1,5 \sim 1,6 \mu m$ et peu donc être considéré comme constant. On observe alors une variation de l'écart entre cet indice et ceux des deux autres modes guidés lorsqu'on modifie la longueur d'onde. D'où le léger changement de période entre les amas de points observés à différentes longueurs d'onde. Pour une longueur d'onde de $1,53 \mu m$, la période mesurée est de $3,36 \mu m$, alors qu'on mesure une période de $3,65 \mu m$ pour une longueur d'onde de $1,55 \mu m$. En considérant un indice effectif de 1,44 pour le troisième mode, on en déduit que le second mode à l'origine du motif périodique observé possède un indice de 1,90 (respectivement 1,86). Cette valeur est très proche de 1,93 (respectivement 1,90), valeur théorique de l'indice effectif du mode TM_0 obtenue par simulation numérique pour une longueur d'onde de $1,53 \mu m$ (respectivement $1,55 \mu m$). Les amas périodiques de points observés sont donc le fruit de la superposition des TE_1 et TM_0 .

5.2.4 Conclusion partielle : modulation périodique du potentiel de piégeage par superposition de modes guidés

À ce point de l'étude, l'analyse des trajectoires de billes guidées nous a permis de mettre en évidence l'influence de la phase des modes guidés sur le champ de forces optiques dans le champ proche du guide. Nous avons ainsi vérifié que ces forces résultent bien de la somme en amplitude et en phase de l'ensemble des modes se propageant dans le guide, comme en témoigne les motifs périodiques révélés par les distributions spatiales des positions des billes guidées. La **Figure 5.15** récapitule l'ensemble des points expérimentaux retraçant l'évolution en fonction de la largeur du guide de la période de ces motifs, normalisée par rapport à la longueur d'onde. Malgré un léger décalage entre valeurs expérimentales et valeurs théoriques obtenues par simulation numérique, on constate de manière générale une bonne concordance entre expérience et simulations. L'écart observé peut s'expliquer en partie par une certaine marge d'erreur en ce qui concerne la largeur des guides utilisés pour réaliser ces expériences. En effet, il semblerait qu'une surestimation de 5 nm supplémentaires pour chaque guide permettent de mieux ajuster le modèle aux valeurs expérimentales. Cette marge d'erreur paraît acceptable vis-à-vis des procédés de fabrication utilisés. Le faible écart subsistant peut sans doute être imputé à la marge d'erreur relative aux valeurs des indices de réfraction des matériaux. Ces résultats expérimentaux permettent donc de valider notre hypothèse de départ.

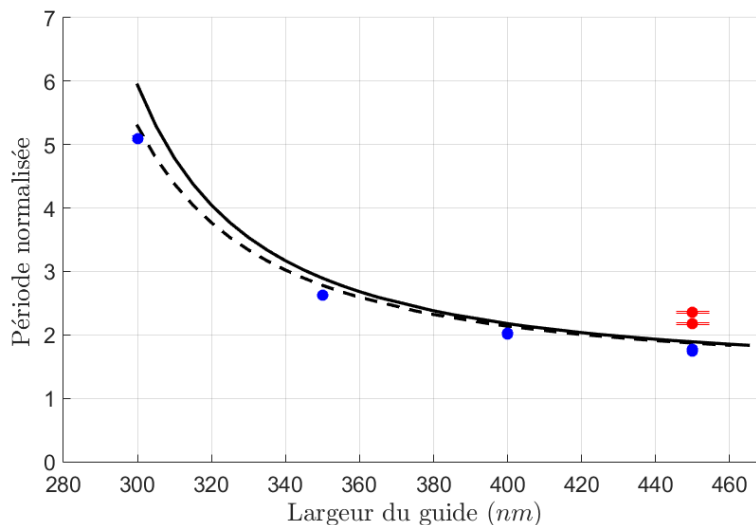
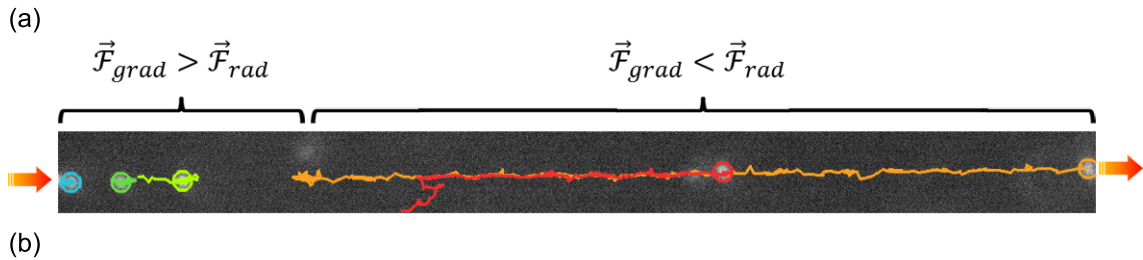


FIGURE 5.15 – Évolution en fonction de la largeur du guide de la période des motifs décrit par les billes, normalisée par rapport à la longueur d'onde utilisée. Les courbes noirs représentent les résultats obtenus par simulation numérique. La courbe tracée en pointillé décrit l'influence d'une erreur de 5 nm en excès au niveau de la largeur des guides fabriqués. Les points bleus représentent les valeurs expérimentales des périodes des oscillations résultant de la superposition des modes TE_0 et TM_0 . Les deux points rouges représentent la période des motifs observés à l'entrée du guide de 450 nm de largeur pour deux longueur d'onde distinctes ($1,53 \mu\text{m}$ et $1,55 \mu\text{m}$).

À partir de ces résultats, on se rend compte qu'augmenter la taille du guide ne présente pas grand intérêt quant à la superposition des modes TE_0 et TM_0 . D'une part, l'écart entre les indices effectifs des deux modes tend à se stabiliser, et d'autre part le champ évanescent sur les bords du guide est trop faible pour attirer les billes vers ce que l'on pouvait considérer comme les prémices d'un réseau de pièges optiques. Un guide plus large ne conduirait qu'à la reproduction de trajectoires de billes présentant les mêmes motifs périodiques en dents de scie au-dessus du guide.



(Document vidéo n°6)

FIGURE 5.16 – (a) Trajectoires de billes propulsées le long d'un guide de 450 nm de large sous l'action combinée de plusieurs modes. La lumière laser utilisée est caractérisée par une longueur d'onde de 1,53 μm et une puissance de 100 mW en sortie de l'amplificateur optique. La largeur du champ de d'observation est légèrement inférieure à 60 μm . (b) Vidéo décrivant le piégeage et la propulsion des billes au cours de l'expérience le long de la première moitié de la portion du guide observée.

Par contre, l'apparition du mode TE_1 semble présenter un réel intérêt pour le piégeage optique. En effet, les deux points rouges de la **Figure 5.15** sont le signe de l'apparition d'un nouveau mode guidé venant enrichir les possibilité de structuration du champ de forces optiques. Entre autres, cette modulation supplémentaire semble engendrer une succession de puits de potentiel le long du guide. Configuration d'autant plus intéressante qu'elle pourrait s'opposer à la simple propulsion des billes le long du guide. En effet, bien que cela n'apparaisse pas les distribution de positions des billes, la dimension temporelle que l'on perçoit à travers l'étendue des trajectoires représentées sur la **Figure 5.16** fait apparaître deux comportements distincts selon la position des billes sur le guide. La vidéo de la **Figure 5.16** permet également de constater que si les billes piégées du côté aval du guide continuent d'être propulsées comme précédemment, les billes situées en amont du guide restent maintenues en position tout au long de l'expérience. La présence du mode TE_1 permet donc de créer un champ de forces optiques où la force de gradient devient prépondérante par rapport à la force de pression de radiation. Cette observation laisse ainsi présager la possibilité de créer des réseaux de pièges optiques sur puce grâce à l'introduction d'un troisième mode guidé.

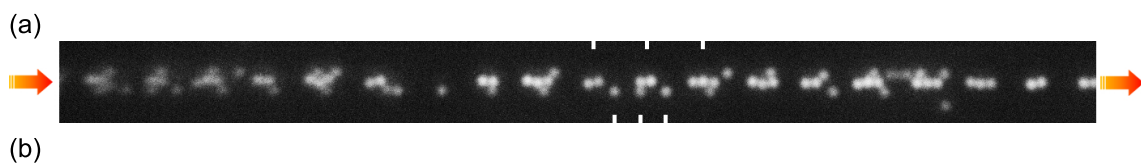
5.3 Formation de réseaux de pièges optiques le long d'un guide d'onde

5.3.1 Superposition de trois modes : $TE_0 + TM_0 + TE_1$

Une largeur de guide de 500 nm permet l'introduction d'un troisième mode guidé : le mode TE d'ordre un. Ce mode proche de la coupure possède un indice optique effectif théorique de seulement 1,47 pour une longueur d'onde de 1530 nm . Comme indiqué précédemment, il est possible d'exciter ce mode de propagation en couplant la lumière de façon asymétrique entre la fibre et le guide à l'entrée de la puce.

La **Figure 5.17** présente un ensemble de billes de 500 nm de diamètre interagissant avec un guide lui-aussi de 500 nm . Conformément aux espérances suscitées par les résultats précédents, la présence du mode guidé TE_1 donne lieu au piégeage des billes le long du guide. Ou du moins à une immobilisation relative, certaines billes changeant régulièrement de positions. la configuration adoptée par les billes des amas périodiques de billes. Celles-ci se répartissent sur l'image selon trois étages correspondant respectivement aux billes situées au-dessus du guide (rangée centrale) et sur les côtés du guide (rangées latérales au-dessus et en-dessous).

En analysant plus attentivement l'image, on remarque trois rangées de billes distinctes, une au-dessus et une de chaque côté du guide. La rangée centrale, qui regroupe les billes par groupe de une à trois billes, présente une période spatiale plus grande que les deux rangées latérales, où les billes sont principalement isolées les unes des autres. Cette observation amène à présumer que les différentes paires de modes formées, à savoir $TE_0 + TE_1$ et $TM_0 + TE_1$, ont une influence distincte selon chacune des faces du guide. D'ailleurs, la relation (5.2), qui fait apparaître le lien de proportionnalité entre la période spatiale observée et l'inverse de la différence d'indice effectif, permet déjà de prédire que l'agencement des billes sur les côtés du



(Document vidéo n°7)

FIGURE 5.17 – (a) Configuration adoptée par des billes piégées le long d'un guide de 500 nm de large sous l'action combinée des trois modes existant dans la structure. La lumière laser utilisée est caractérisée par une longueur d'onde de $1,53 \mu\text{m}$ et une puissance de 225 mW en sortie de l'amplificateur optique. La largeur du champ de d'observation est légèrement supérieure à $60 \mu\text{m}$. Les repères blancs en haut de l'image (respectivement en bas) indiquent la position des pièges au-dessus du guide (respectivement sur le côté inférieur du guide). (b) Vidéo décrivant le piégeage des billes sur une portion du guide au cours de l'expérience. La source laser est éteinte en fin d'expérience de façon à libérer les billes.

guide, dont la période est la plus petite, est le fait de la superposition des modes TE_0 et TE_1 dont la différence d'indice effectif est plus grande que dans le cas de la paire de modes $TM_0 + TE_1$. À l'inverse, les billes piégées au-dessus du guide sont probablement maintenues en position par l'action combinée des modes TM_0 et TE_1 , comme le laissait présager les résultats obtenus pour un guide de 450 nm de large. Nous allons par la suite tenter de séparer chacune de ces contributions afin de mieux cerner les caractéristiques et intérêts que présente chacun des ces deux couples de modes guidés.

5.3.2 Superposition d'un mode fondamental et d'un mode d'ordre supérieur : $TE_0 + TE_1$

Considérons tout d'abord le cas de deux modes de polarisation TE. La **Figure 5.18** représente la distribution du carré de la norme du champ électromagnétique pour différentes sections d'un guide de 500 nm dans lequel se propagent simultanément les modes TE_0 et TE_1 . On remarque que les zones où les champs respectifs des deux modes sont en phase balayent régulièrement la section du guide de gauche à droite, puis de droite à gauche, et ainsi de suite. Cela se traduit par un renforcement alterné du carré de la norme du champ évanescents d'un côté puis de l'autre du guide. La période théorique de la modulation du champ de forces optiques attendue est ici de $1,44 \mu\text{m}$ pour une longueur d'onde de 1530 nm et de $1,45 \mu\text{m}$ pour une longueur d'onde de 1550 nm . Vu de dessus, on observe sur la **Figure 5.19** une succession de zones de renforcement du champ disposées en quinconce de part

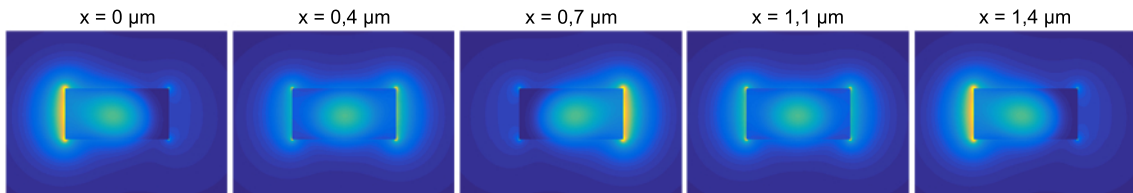


FIGURE 5.18 – Carré de la norme du champ électromagnétique pour différentes sections d'un guide de 500 nm de large dans lequel se propagent simultanément les modes $TE_0 + TE_1$.

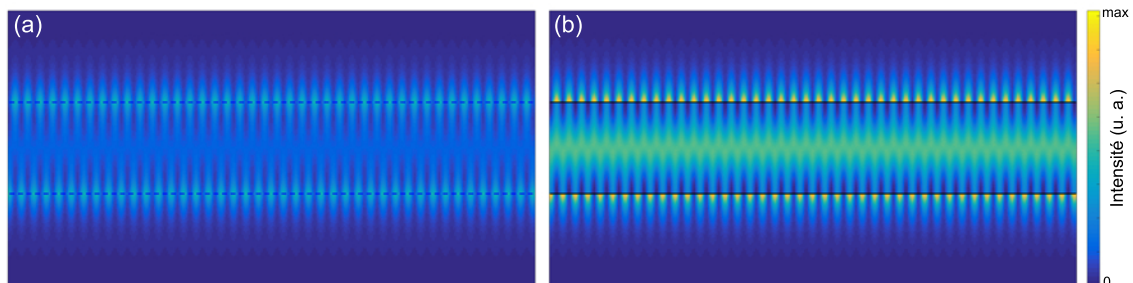
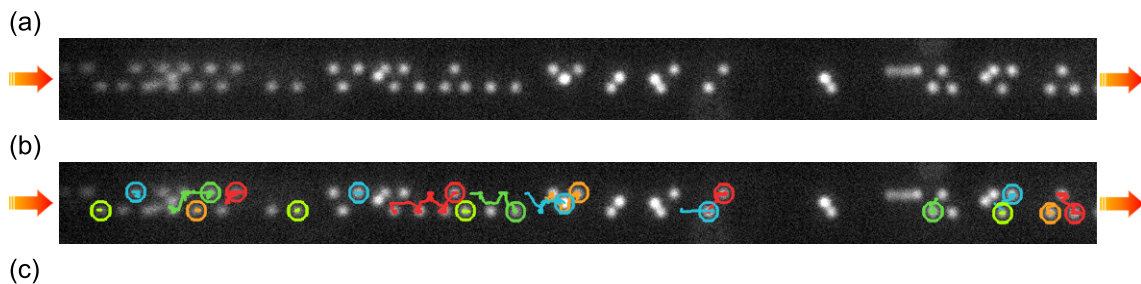


FIGURE 5.19 – Carré de la norme du champ électromagnétique résultant de la somme en amplitude et en phase des modes $TE_0 + TE_1$ le long d'une portion de guide de $60 \mu\text{m}$ de long, (a) 25 nm au-dessus de la surface du guide et (b) au centre du guide. Les traits pleins ou en pointillé délimitent les bords du guide qui fait 500 nm de large.

en d'autre du guide. La face supérieure du guide ne présentant pas de renforcement particulier du champ, il est probable que la superposition des deux modes TE soit à l'origine du piégeage des billes uniquement sur les côtés du guide, conformément à l'hypothèse faite précédemment.

En privilégiant l'excitation des modes TE du guide, il est possible de faire disparaître les positions de piégeage au-dessus du guide et de renforcer au contraire celles situées sur les côtés. La **Figure 5.20** présente un premier cas de figure observé pour une longueur d'onde de 1536 nm et une puissance de 225 mW . On observe bien le réseau de billes disposées en quinconce de part et d'autre du guide. Néanmoins, certaines billes sont encore présentes par endroit au dessus du guide. Bien que n'étant pas piégées à proprement parlé, elles témoignent du transit relativement fréquent de billes d'un piège à un autre, le plus souvent en passant d'un côté du guide à l'autre comme tendent à le montrer les quelques trajectoires tracées sur la **Figure 5.20**. Ces transitions ayant tendance à se produire de manière périodique, on devine l'influence du mode TM_0 encore présent, bien que fortement atténué. Sa faible intensité, insuffisante pour la génération de pièges optiques, crée certains « ponts » favorisant le passage des billes au-dessus du guide. Ce qui est un inconvénient pour l'obtention d'un réseau de pièges stables de chaque côté du guide.

Pour mieux rendre compte de ce phénomène, il est nécessaire de représenter l'évolution temporelle de la position des billes piégées. En s'inspirant des travaux de M. Soltani *et al.* [129], nous avons opté pour un procédé de représentation par kymographie. Pour chaque image enregistrée par la caméra, les lignes de pixels correspondant à une rangée de billes piégées sont sélectionnées et moyennées pour ne former qu'une seule rangée de pixels. Cette ligne de pixels, associée à l'image analysée, témoigne de la position de chaque bille piégée à l'instant de l'enregistrement. En empilant les rangées de pixel ainsi obtenues au fur et à mesure de l'analyse d'une séquence d'images, il est possible de former une unique image d'arrivée qui traduit



(Document vidéo n°8)

FIGURE 5.20 – (a) Configuration adoptée par des billes piégées sous l'action combinée des modes $\text{TE}_0 + \text{TE}_1$ et (b) certaines de leurs trajectoires le long d'un guide de 500 nm de large. Le passage de billes au-dessus du guide traduit la présence, certes atténuée, du mode TM_0 . La lumière laser utilisée est caractérisée par une longueur d'onde de $1,536 \mu\text{m}$ et une puissance de 225 mW en sortie de l'amplificateur optique. La largeur du champ de d'observation est légèrement supérieure à $60 \mu\text{m}$. (c) Vidéo décrivant le piégeage des billes sur une portion du guide au cours de l'expérience.

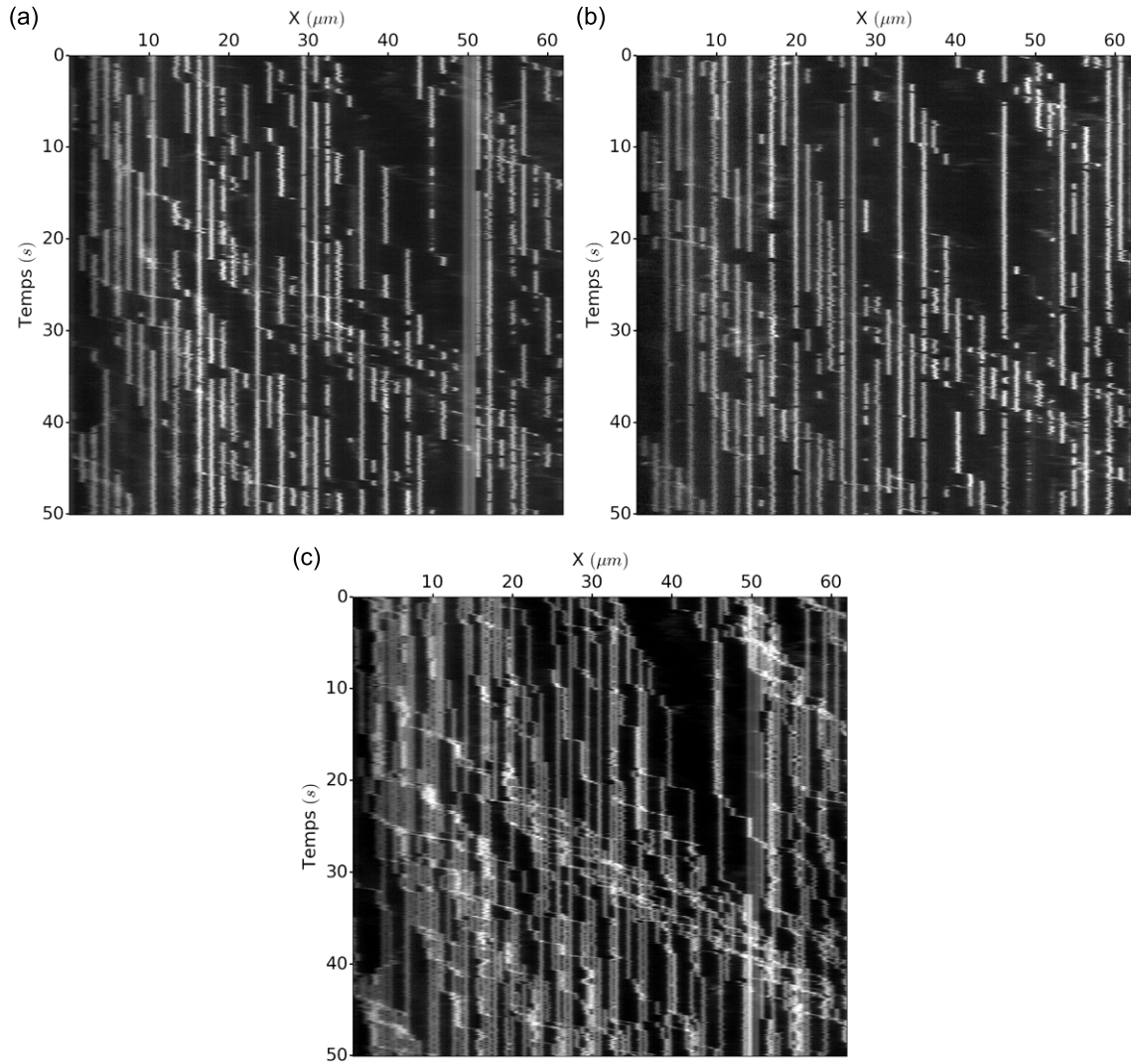


FIGURE 5.21 – Kymographes représentant l'évolution temporelle de la position des billes piégées (a) sur le côté gauche et (b) sur le côté droit du guide, ou encore (c) de la totalité des billes piégées au cours de l'expérience correspondant à la **Figure 5.20**.

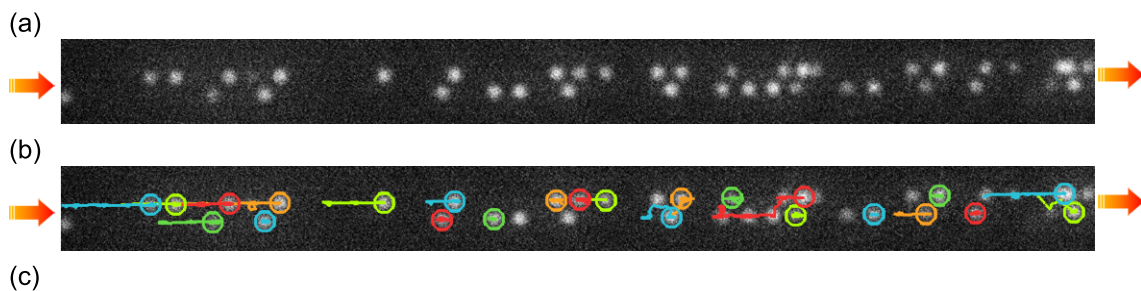
l'évolution temporelle des positions des billes piégées au cours de l'expérience.

Sur la **Figure 5.21** sont représentés les kymographes correspondant aux deux rangées de billes situées de part et d'autre du guide. En premier lieu, les traces verticales indiquant le maintien en position prouvent la réalité du piégeage des billes de manière périodique le long du guide. Si quelques billes sont maintenues en position de façon stable du début à la fin de l'expérience, la plupart des traces sont limitées dans le temps, certains étant même très brefs, d'une durée de l'ordre de la seconde. On remarque également que, de manière générale, les traces semblent commencer et s'achever sans lien apparent entre elles. En effet, très peu de traces horizontales permettant de suivre une bille d'un piège à l'autre apparaissent sur ces deux images. Ceci s'explique par le fait que chaque bille transitant d'un côté à l'autre du guide disparaît d'une image pour apparaître sur la seconde, et vice versa. Pour faire apparaître ces liens, il faut représenter l'évolution temporelle de la position de toutes les billes présentes le long du guide. En intégrant l'ensemble des billes piégées de chaque

image dans un même kymographe, on obtient une troisième image représentée en-dessous des deux autres sur la **Figure 5.21**. Celle-ci rend compte, cette fois-ci, des transitions des billes se déplaçant d'un piège à l'autre. On remarque d'ailleurs que les traces laissées par ces déplacements ressortent en terme de luminosité par rapport aux traces laissées par les billes piégées. La fluorescence des billes passant au-dessus du guide apparaît en effet plus intense du fait de la réflectivité élevée de la surface du guide en silicium, supérieure à celle de la silice composant le substrat.

Dans un second temps, nous avons cherché à minimiser au maximum l'influence du mode TM_0 pour obtenir un réseau de pièges le plus stable possible. La **Figure 5.22** présente ainsi un second cas de figure observé pour une longueur d'onde de 1542 nm et une puissance de 315 mW . On retrouve le réseau de billes disposées en quinconce de chaque côté du guide, mais cette fois-ci aucune bille n'est présente au-dessus du guide. Comme en attestent les quelques trajectoires représentées sur la **Figure 5.22**, les billes se déplacent maintenant sur les bords du guide, et ne franchissent ce dernier que plus rarement.

Les kymographes de chacune des deux rangées de billes sont représentés sur la **Figure 5.23**, ainsi que celui tenant compte de l'ensemble des billes piégées. Les traces laissées par les billes piégées sont ici en moyenne plus longues que lors de l'expérience précédente. Le réseau de pièges formé est donc plus stable. En outre, on observe désormais la plupart des déplacements de billes sur les kymographes de chaque rangée de pièges, preuve que les billes se déplacent préférentiellement sur les bords du guide, en ne changeant que rarement de côté en cours de déplacement. La **Figure 5.24** représente les kymographes de chaque rangée de billes piégées obtenus lors d'une expérience semblable à la précédente. Cette fois-ci, le nombre plus restreint de billes permet d'éviter tout enchainement de déplacements en cascade. Ces images mettent ainsi en évidence la stabilité des pièges obtenus grâce à la superposition des modes TE_0 et TE_1 .



(Document vidéo n°9)

FIGURE 5.22 – (a) Configuration adoptée par des billes piégées sous l'action combinée des modes $TE_0 + TE_1$ et (b) certaines de leurs trajectoires le long d'un guide de 500 nm de large. En l'absence du mode TM_0 , les billes ne franchissent que plus rarement le guide pour passer d'un côté à l'autre. La lumière laser utilisée est caractérisée par une longueur d'onde de $1,542 \text{ }\mu\text{m}$ et une puissance de 315 mW en sortie de l'amplificateur optique. La largeur du champ de d'observation est légèrement inférieure à $60 \text{ }\mu\text{m}$. (c) Vidéo décrivant le piégeage des billes sur une portion du guide au cours de l'expérience.

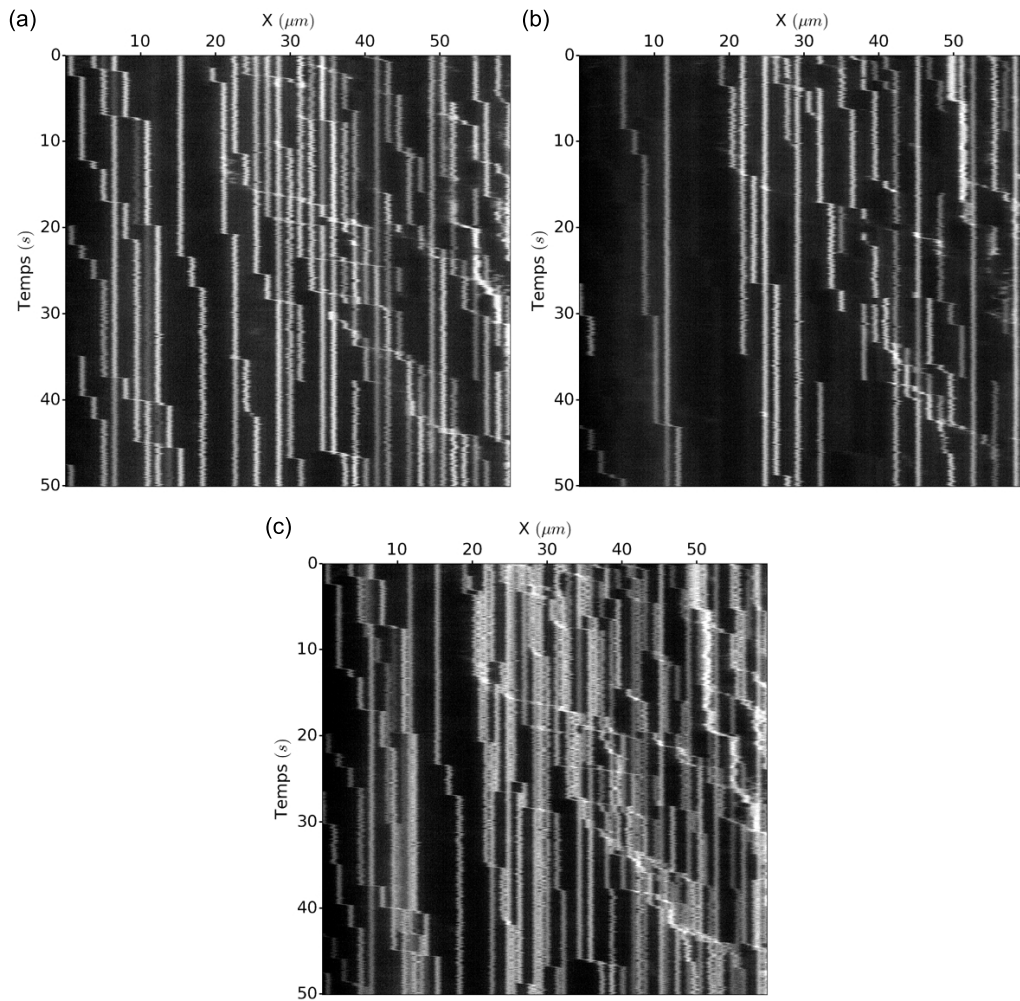


FIGURE 5.23 – Kymographes représentant l'évolution temporelle de la position des billes piégées (a) sur le côté gauche et (b) sur le côté droit du guide, ou encore (c) de la totalité des billes piégées au cours de l'expérience correspondant à la **Figure 5.22**.

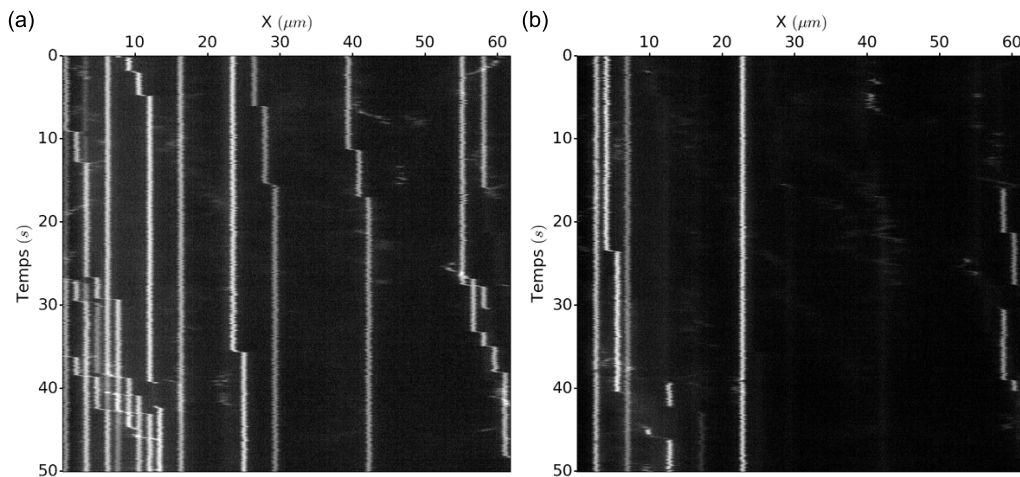


FIGURE 5.24 – Kymographes représentant l'évolution temporelle de la position de billes piégées (a) sur le côté gauche et (b) sur le côté droit du guide au cours d'une expérience similaire à la précédente, mais à une longueur d'onde de $1,53 \mu\text{m}$.

5.3.3 Superposition d'un mode fondamental et d'un mode d'ordre supérieur : $TM_0 + TE_1$

Intéressons-nous maintenant au cas faisant appel aux modes TM_0 et TE_1 . La **Figure 5.25** représente la distribution du carré de la norme du champ électromagnétique selon la section verticale au centre d'un guide de 500 nm dans lequel se propagent simultanément les modes TM_0 et TE_1 . La position des zones où les champs des deux modes sont en phase oscille cette fois-ci de haut en bas en cours de propagation. La période théorique de la modulation du champ de forces optiques attendue est ici de $3,12\ \mu\text{m}$ pour une longueur d'onde de 1530 nm et de $3,20\ \mu\text{m}$ pour une longueur d'onde de 1550 nm . Ces oscillations engendrent un renforcement périodique de la norme du champ évanescent total localisé au-dessus du guide. Ceci confirme le rôle des modes TM_0 et TE_1 dans les phénomènes de piégeage observés précédemment au-dessus du guide, notamment dans le cas du guide de 450 nm .

La **Figure 5.26** présente deux images et une vidéo de réseaux de billes de 500 nm de diamètre piégées grâce à la superposition des modes TM_0 et TE_1 dans un guide de 500 nm . Si la longueur d'onde utilisée est la même dans les deux cas de figure, à savoir 1530 nm , la première image a été obtenue pour une puissance laser en sortie d'amplificateur de seulement 63 mW tandis que cette puissance était de 160 mW dans le second cas. À faible puissance, chaque piège n'est capable de retenir qu'une seule bille à la fois, éventuellement deux de manière plus exceptionnelle. À plus forte puissance, la majorité des pièges arrivent à capter deux voire trois billes en même temps. De plus, comme il est possible de s'en rendre compte à partir des kymographes présentés sur **Figure 5.27**, le réseau de piège est plus stable à plus forte puissance. En effet, les fluctuations de la position des billes est moins visible dans le second cas, ce qui corrobore le fait que la raideur des pièges augmente avec la puissance laser utilisée.

De manière similaire au cas du piégeage dans le champ proche d'une nanocavité, la position des pièges au niveau de la face supérieure du guide permet d'envisager de piéger des objets de plus grandes tailles. D'autant plus que la période du réseau de piège est suffisamment grande pour éviter a priori tout chevauchement entre

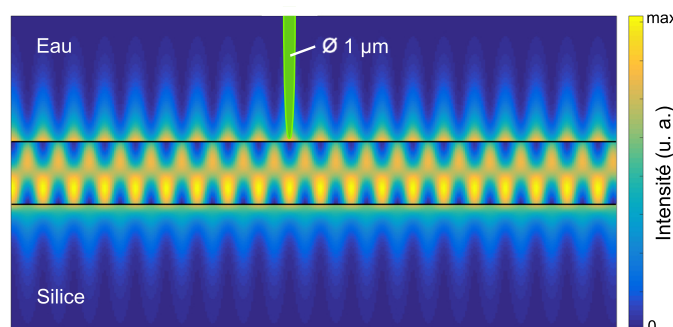
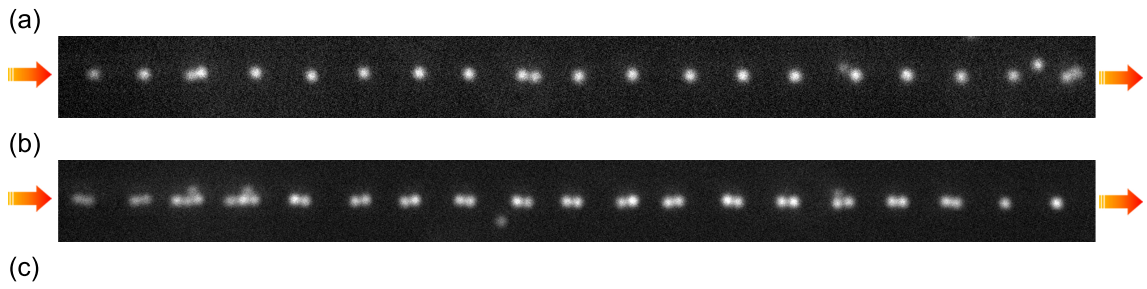


FIGURE 5.25 – Carré de la norme du champ électromagnétique résultant de la somme en amplitude et en phase des modes $TM_0 + TE_1$ le long d'une portion de guide de $60\ \mu\text{m}$ de long. La portion inférieure d'une bille de $1\ \mu\text{m}$ est représentée à l'échelle au-dessus du guide. Les traits pleins délimitent les bords du guide qui fait 250 nm de haut.



(Document vidéo n°10)

FIGURE 5.26 – Configurations adoptées par des billes de 500 nm piégées sous l'action combinée des modes $TM_0 + TE_1$ le long d'un guide de 500 nm de large. La lumière laser utilisée est caractérisée par une longueur d'onde de 1,530 μm et respectivement par une puissance de (a) 63 mW et (b) 160 mW en sortie de l'amplificateur optique. La largeur du champ de d'observation est légèrement supérieure à 60 μm . (c) Vidéo décrivant le piégeage des billes sur une portion du guide au cours de l'expérience.

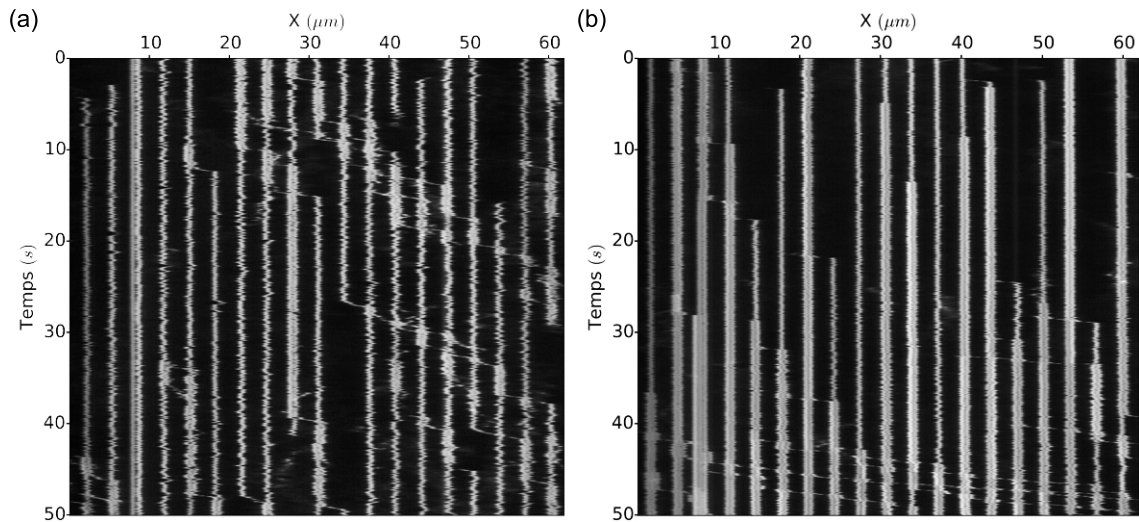
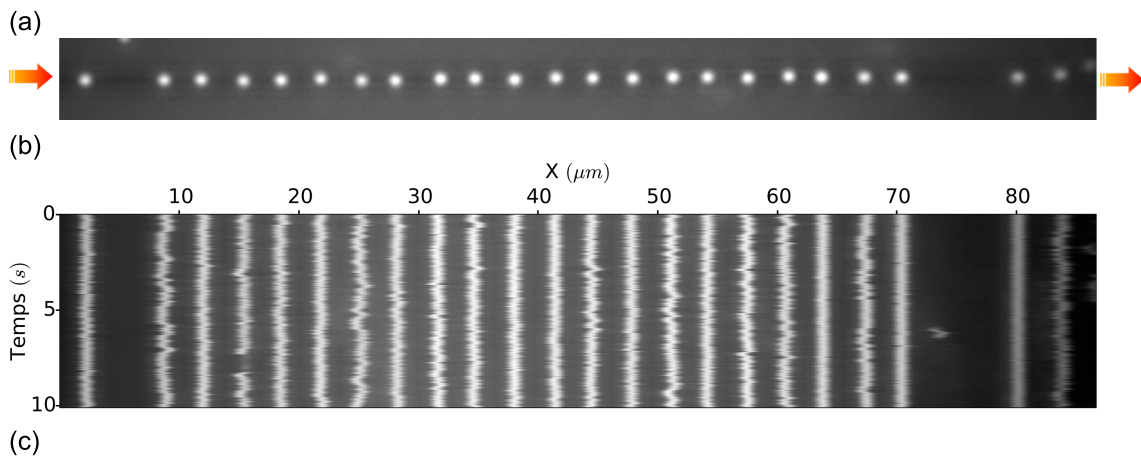


FIGURE 5.27 – Kymographes représentant l'évolution temporelle de la position des billes de 500 nm piégées au cours des expériences correspondant respectivement aux images (a) et (b) de la **Figure 5.26**.

les multiples puits de potentiel, même dans le cas de billes de 1 voire 2 μm . La **Figure 5.28** présente l'image et la vidéo d'un réseau de billes de 1 μm piégées grâce à la superposition des modes TM_0 et TE_1 dans un guide de 500 nm. Chaque piège permet de piéger une unique bille du fait de l'adéquation entre taille du piège et taille des billes. Le kymographe correspondant, également représenté sur la **Figure 5.28**, démontre la possibilité d'obtenir un réseau stable de billes piégées le long d'une portion de guide longue d'une centaine de micromètres voire plus, l'étendue de la zone de piégeage dépassant le cadre du champ d'observation.



(Document vidéo n°11)

FIGURE 5.28 – (a) Configuration adoptée par des billes de $1 \mu\text{m}$ piégées sous l'action combinée des modes $TM_0 + TE_1$ le long d'un guide de 500 nm de large. La lumière laser utilisée est caractérisée par une longueur d'onde de $1,530 \mu\text{m}$ et une puissance de 225 mW en sortie de l'amplificateur optique. (b) Kymographe représentant l'évolution temporelle de la position des billes piégées au cours de l'expérience. (c) Vidéo décrivant le piégeage des billes sur une portion du guide au cours de l'expérience.

Une expérience semblable a été réalisée avec un nombre plus restreint de billes afin d'étudier la stabilité du piégeage sur une plus longue durée. Le kymographe obtenu est présenté sur la **Figure 5.29**. On peut y voir la trace de billes piégées sur le guide tout au long des 200 secondes de l'enregistrement vidéo. Parmi ces traces, trois d'entre elles attestent du maintien en position de billes sur une durée supérieure à celle de l'expérience. S'il arrive que certaines billes s'échappent de leur piège, cela reste peu fréquent et se produit toujours après plusieurs dizaines de secondes de piégeage stable. Dans le cas où deux billes se retrouvent attirées par un même piège, comme c'est le cas aux alentours de la quinzième seconde de l'expérience du côté de la sortie du guide, le système s'avère instable et l'une des billes est rapidement éjectée hors du piège. On remarque par ailleurs que les événements de dépiégeage s'accompagnent inmanquablement d'un déplacement d'un piège vers le suivant dans le sens de propagation de la lumière guidée, ce qui assure un degré de sécurité supplémentaire au système.

Enfin, la **Figure 5.30** présente deux kymographes d'expérience de piégeage sur guide réalisées avec des billes de différents diamètres : 500 nm pour les plus petites, $1 \mu\text{m}$ et $2 \mu\text{m}$ pour les plus grosses. La première image illustre l'arrivée progressive de billes attirées par le guide. La seconde met en scène le relâchement de billes piégées à la suite d'une coupure de la source laser après une trentaine de secondes de piégeage. Ces expériences mettent en avant la possibilité qu'offre un tel réseau de pièges optiques de maintenir en position de manière isolée un grand nombre d'objets de dimensions variées.

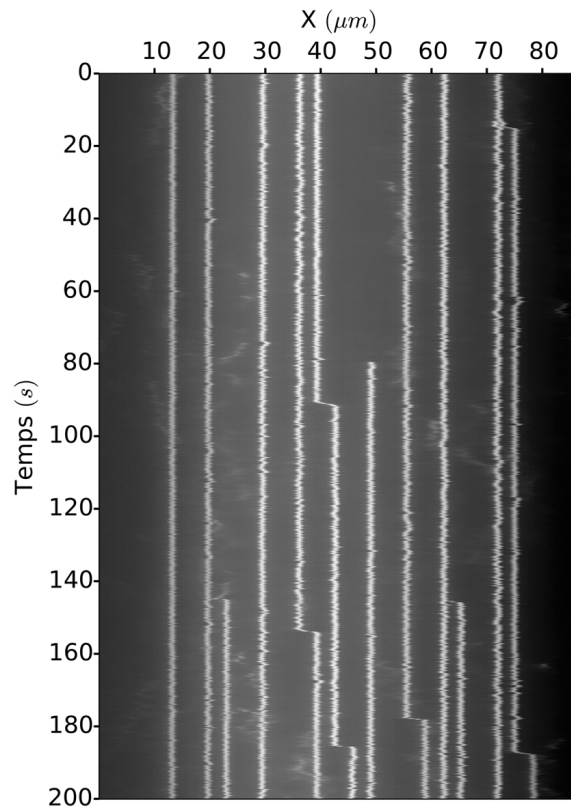


FIGURE 5.29 – Kymographe représentant l'évolution temporelle de la position de billes de $1 \mu\text{m}$ piégées sous l'action combinée des modes $TM_0 + TE_1$ le long d'un guide de 500 nm de large. La lumière laser utilisée est caractérisée par une longueur d'onde de $1,530 \mu\text{m}$ et une puissance de 225 mW en sortie de l'amplificateur optique.

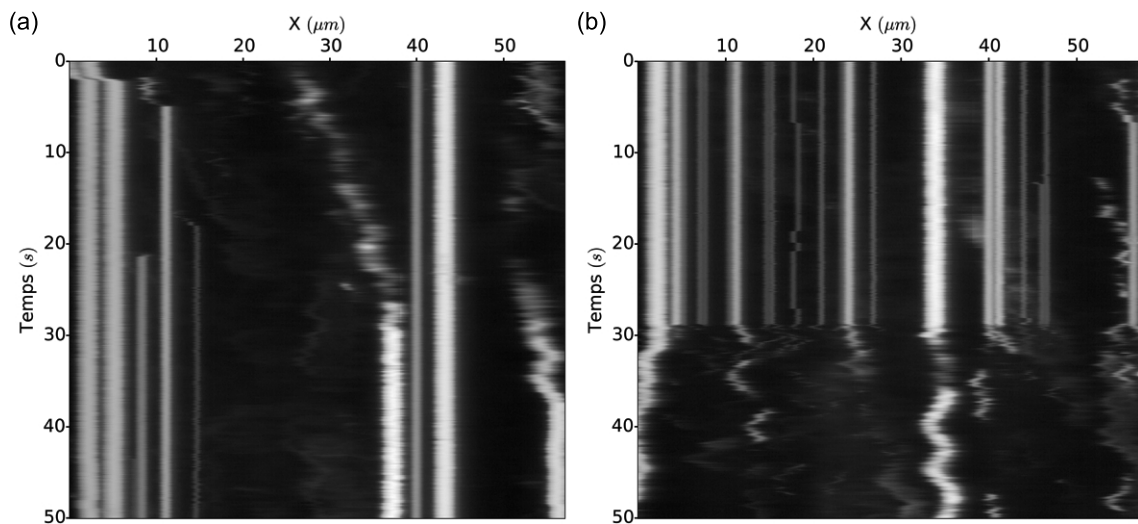


FIGURE 5.30 – Kymographes représentant l'évolution temporelle de la position de billes de 500 nm , $1 \mu\text{m}$ et $2 \mu\text{m}$ piégées sous l'action combinée des modes $TM_0 + TE_1$ le long d'un guide de 500 nm de large. (a) Arrivée progressive de billes sur le guide. (b) Relâchement des billes piégées par extinction de la source laser après une trentaine de secondes.

5.3.4 Mécanismes de piégeage par superposition de modes guidés

Si l'on analyse la somme des interactions permettant d'aboutir à la formation de réseaux de billes piégées le long d'un guide, celles-ci peuvent se décomposer en deux catégories. En premier lieu, les forces de gradient contenues dans un plan de section transversale du guide, c'est-à-dire les forces qui assurent déjà l'attraction des billes à la surface du guide en présence d'un seul mode guidé. Néanmoins, ces forces sont impactées par la propagation simultanée de plusieurs modes dans le guide. Nous en avons vu un exemple notamment dans le cas des modes TE_0 et TE_1 , dont leur effet cumulé n'attire plus les billes au-dessus mais sur les bords du guide. Dans le cas des modes TM_0 et TE_1 , l'action des deux modes est plus subtile puisque le potentiel de piégeage garde le même plan de symétrie vertical selon l'axe du guide. Si impact il y a, celui-ci est à chercher du côté de l'intensité de ces forces. Ceci pourrait d'ailleurs constituer un axe d'étude supplémentaire pour affiner la compréhension du phénomène de piégeage. Si l'on se limite au cas simple du modèle dipolaire, cela revient à étudier l'influence de la propagation simultanée des modes sur le gradient du champ total au niveau du champ proche du guide. On peut émettre l'hypothèse que ce gradient latéral, selon une coupe transversale du guide, est probablement lui-aussi soumis à une modulation périodique en cours de propagation le long du guide.

Ensuite viennent compléter le tableau deux forces prenant pour direction l'axe du guide. Tout d'abord celle qui tend à propulser les billes le long du guide dans le sens de propagation de la lumière, à savoir la force de pression de radiation. Force de propulsion à laquelle vient s'ajouter la force de gradient qui tend à attirer les billes vers les zones de plus forte intensité du champ total provenant de la superposition des modes guidés. Cette dernière est alternativement de même sens ou de sens opposé par rapport à la pression de radiation, en fonction de la position de la bille considérée par rapport aux puits de potentiel créés par la superposition des modes guidés. La **Figure 5.31** offre une représentation schématique de ces deux interactions optiques qui s'opposent dans le cas d'une bille piégée au-dessus du guide. On notera que la position de piégeage est légèrement décalée par rapport au centre du puits de potentiel créé par la force de gradient. En effet, un équilibre entre force de propulsion et force de rappel est nécessaire pour que la condition de stabilité soit vérifiée. La force gradient attirant la bille vers la surface du guide est aussi représenté dans le plan de l'image.

La force de pression de radiation, représentée par une flèche verte sur **Figure 5.31**, est bien évidemment déjà présente lorsqu'un seul mode se propage dans le guide. Mais là-encore, l'approximation dipolaire sous-entend que l'intensité de cette force est d'autant plus forte que le champ local dans lequel évolue la bille est intense. On peut donc s'attendre à voir sa valeur augmenter puis décroître au gré des renforcements de champ périodique le long du guide, comme indiqué par la courbe verte sur la **Figure 5.31**. Si l'on imagine une bille parcourant une portion de guide, celle-ci commence donc par être de plus en plus fortement propulsée à l'approche d'une zone où les champs des deux modes sont en phase, au fur et à mesure que l'intensité

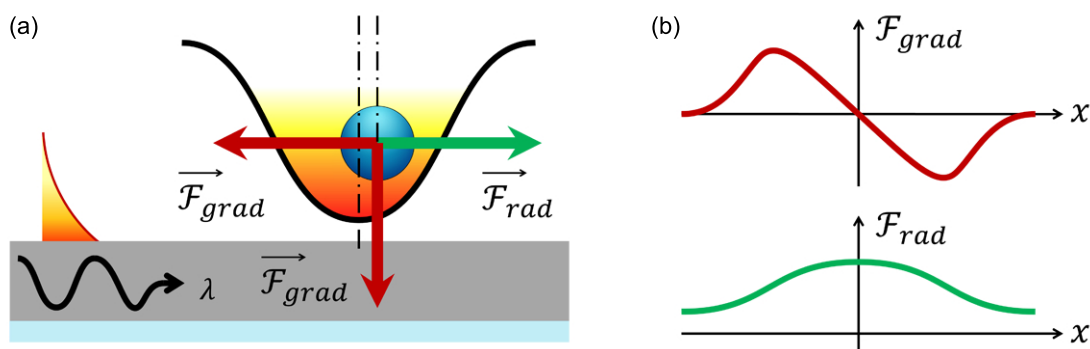


FIGURE 5.31 – (a) Représentation schématique des interactions entre une bille piégée au-dessus d'un guide d'onde et le champ évanescent à l'origine du piégeage. (b) L'allure des courbes d'intensité des deux forces dans l'axe du guide est également représentée à titre indicatif.

des deux forces en jeu augmente. La force de gradient atteint en premier sa valeur maximum, avant de décroître de façon linéaire dans l'approximation d'un puits de potentiel harmonique. Arrivée au centre du puits de potentiel, la bille n'est plus soumise qu'à la pression de radiation, a priori maximale en ce point où le champ total est le plus intense. La force de gradient, quant à elle, s'annule avant de devenir négative pour ainsi s'opposer à la propulsion de la bille. Son intensité recommence à croître de manière linéaire en valeur absolue, tandis que la force de pression de radiation voit son intensité diminuer à mesure que la bille s'éloigne du maximum du champ total. La position d'équilibre est atteinte lorsque les deux forces se compensent. Si la bille, soumise à son agitation thermique, continue son chemin et s'écarte un peu trop de sa position stable, arrive un moment où la force de gradient décroît de nouveau jusqu'à s'annuler. En cours de route, la pression de radiation reprend donc le dessus et permet à la bille de s'échapper du piège. Cette dernière est alors propulsée jusqu'au prochain puits de potentiel où le même scénario se répète.

Ainsi, le piégeage par superposition de modes guidés donne lieu à une situation similaire à première vue au cas d'une pince optique en champ lointain recourant à un faisceau laser gaussien fortement focalisé. Toutefois, pousser plus loin l'analogie demanderait une étude plus quantitative des mécanismes de piégeages identifiés précédemment. Nous allons dans la suite de ce chapitre nous intéresser plutôt aux possibilités, multiples, de manipulation que permettent d'envisager les réseaux de pièges optiques observés, plus particulièrement dans le cas plus stable de la superposition des modes TM_0 et TE_1 .

5.4 Manipulation optique par superposition de modes guidés

Comme cela transparait déjà dans la série d'expériences présentées jusqu'ici, la formation de réseaux de piège par superposition de modes guidés se révèle intéressante non seulement pour le piégeage simultané d'un grand nombre d'objet, mais également pour le riche panel de techniques de manipulation qu'elle offre. La fin de ce chapitre sera ainsi consacré à un certain nombre de scénarios tirant profit du dispositif de piégeage développé précédemment pour manipuler de façon contrôlée les billes piégées dans le champ proche d'un guide.

5.4.1 Déplacements discrets en cascade

Comme nous l'avons observé à partir des kymographes analysant les réseaux de billes piégée, lorsque un groupe de billes occupe en surnombre l'un des pièges, l'une d'entre elle se trouve éjectée hors du piège. Le scénario de loin le plus fréquent est l'éjection de la bille la plus proche de la sortie du guide, qui fait face à une barrière de potentiel abaissée du fait de la contribution de la pression de radiation. Une fois hors du piège, le scénario de loin le plus fréquent est la propulsion de la bille le long du guide jusqu'au piège suivant. On peut dès lors envisager la réalisation d'un enchainement en cascade de déplacements discrets d'un piège à un autre initiés par l'introduction d'une nouvelle bille à l'entrée du réseau. L'arrivée de celle-ci provoque l'instabilité du système, amenant la bille qui occupait à l'origine le premier piège à migrer vers le second. Elle induit alors à son tour la migration de la bille déjà présente vers le troisième piège. Le processus se reproduit ainsi de suite, entraînant la migration de proche en proche de chaque bille piégée vers le piège suivant dans le sens de propagation de la lumière guidée. La **Figure 5.32** offre une représentation schématique du phénomène qui peut être envisagé à la fois comme une transition discrète du réseau de bille par pas réguliers le long du guide, ou comme un mécanisme d'acheminement et de libération au compte goutte de billes en sortie du dispositif.

Des exemples de tels situations ont pu être observés au cours des expériences menées. La **Figure 5.33** présente le suivi temporel de deux d'entre eux à nouveau sous forme de kymographes accompagnés de vidéos. Dans le premier cas, il s'agit d'un réseau de billes de $1 \mu m$. Comme nous l'avons noté précédemment, seul une bille peut être piégée de façon stable dans chaque piège. L'arrivée d'une bille supplémentaire au niveau du piège situé à gauche de l'image provoque ainsi une migration en cascade des billes d'un piège à l'autre, suivant le scénario explicité plus haut. Selon le même processus, le second kymographe présente une série de migrations de billes de $500 nm$ piégées deux par deux dans un réseau de piège. Le recours à une puissance laser élevée, de $225 mW$, permet de la stabilité du piégeage de chaque paire de billes mais n'est pas suffisante pour accueillir une troisième bille dans un même piège. Dès que le cas se produit, la bille située la plus à droite du piège est évacuée vers le piège suivant et ainsi de suite. En outre, la forte puissance laser utilisée est aussi à l'origine de la vitesse élevée des billes propulsées entre les pièges, dont la trace n'apparait que brièvement sur le kymographe.

On peut également remarquer l'arrivée quasi-simultanée de deux billes au niveau du troisième piège peu après la troisième seconde de l'expérience. Si les deux arrivent de la gauche du piège, la première se trouve attirée par hasard à la surface du guide depuis le milieu environnant, juste au moment où la seconde quitte le piège précédent pour propager une migration en cascade initiée en amont du guide. Un système à quatre billes étant extrêmement instable, la bille la plus à droite quitte instantanément le piège, donnant lieu à un nouvel enchainement de déplacements de proche en proche, tandis que la deuxième bille initialement présente dans le piège est éjectée peu de temps après du fait de l'instabilité relative du piégeage des trois billes occupant encore le piège.

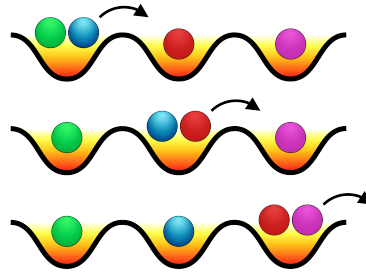
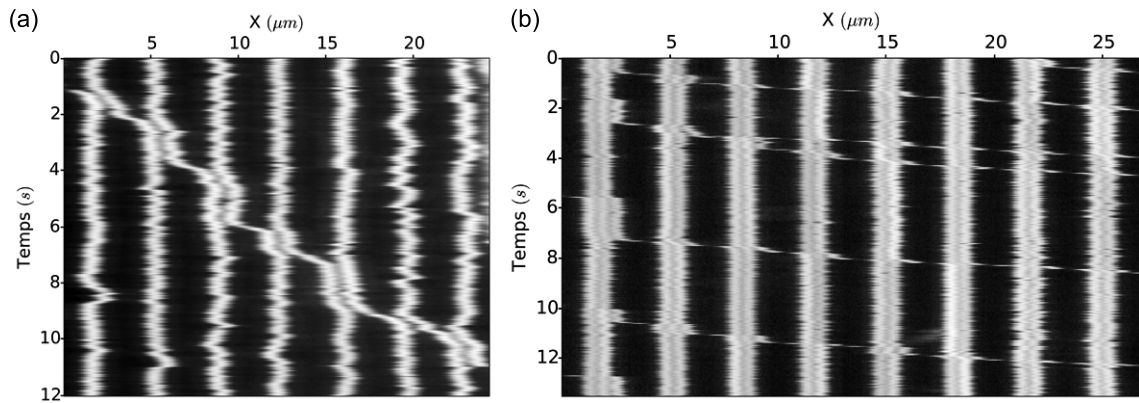


FIGURE 5.32 – Représentation schématique d'un enchainement en cascade de déplacements de proche en proche dans un réseau de billes piégées.



(Document vidéo n°12)

(Document vidéo n°13)

FIGURE 5.33 – Kymographes et vidéos représentant le suivi temporel d'enchainements en cascade de déplacements de proche en proche (a) dans le cas d'un réseau de billes de $1\ \mu\text{m}$ piégées une par une et (b) dans le cas de billes de $500\ \text{nm}$ piégées par paires.

5.4.2 Propulsion séquentielle par alternance de modes « marche » et « arrêt »

Un autre phénomène observé au cours des expériences précédentes est le déplacement spontané des billes piégées. En effet, si la profondeur des puits de potentiel n'est pas suffisante, les billes attirées par le guide ne sont retenues qu'un certain temps par chacun des pièges formés à la surface du guide. La durée moyenne de chaque passage d'une bille dans un piège correspond alors au « temps moyen d'éjection » dont la valeur est une façon parmi d'autres de caractériser l'efficacité d'un piège. En contrôlant la hauteur de barrière de potentiel à laquelle est confrontée une bille piégée, il est possible de lui imposer une « pause » plus ou moins longue au cours de son cheminement le long du guide. La **Figure 5.34** représente de manière schématique l'avancée séquentielle d'une bille évoluant à travers un réseau de pièges de faible profondeur.

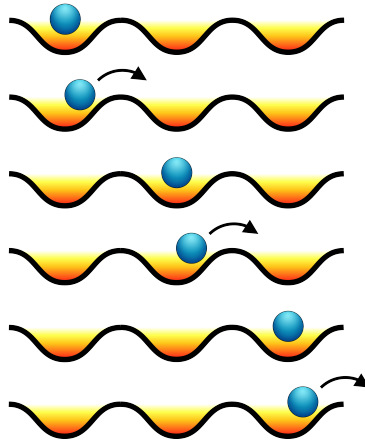


FIGURE 5.34 – Représentation schématique du déplacement séquentiel de proche en proche d'une bille faiblement piégée.

Deux exemples de réalisations expérimentales d'un tel processus sont présentés à travers les kymographes de la **Figure 5.35**. Du fait de conditions expérimentales différentes, la profondeur des puits de potentiel formés lors de la première expérience est plus faible que lors de la seconde. Les billes sont par conséquent retenues moins longtemps par chaque piège et leur avancée le long du guide se fait plus rapidement que dans le second cas. Toutefois, si ces déplacements séquentiels se produisent de façon spontanée, leur calibration n'est pas des plus aisées et nécessite une bonne maîtrise de l'ensemble des paramètres expérimentaux. De plus, en présence d'un nombre conséquent de bille, le processus peut être perturbé par des phénomènes de migrations en cascade. On peut d'ailleurs observer certains de ces événements dans les kymographes présentés sur la **Figure 5.35**. Si seulement deux ou trois billes sont concernées, ces déplacements en cascade ont peu d'influence sur le temps de piégeage des billes à chaque étape. Mais cela peut vite prendre plus d'ampleur lorsque le nombre de billes impliquées devient plus conséquent. Les situations mettant en présence plusieurs billes par piège étant plus instable, les migrations en cascade induisent une fuite accélérée des billes le long du guide.

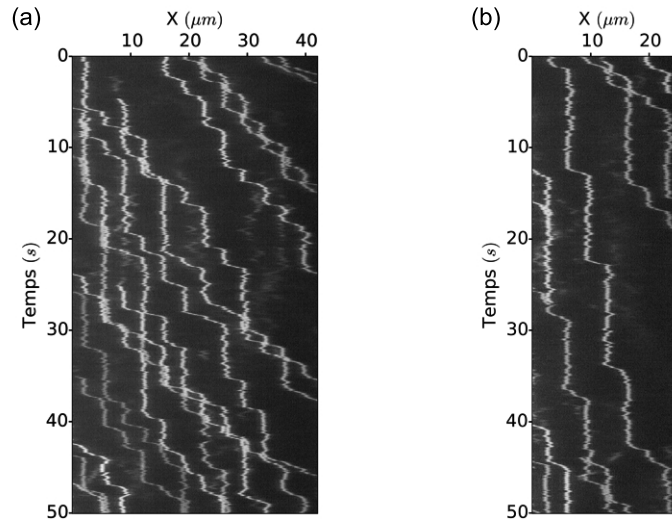


FIGURE 5.35 – Kymographes représentant le suivi temporel de déplacements séquentiels de billes de 500 nm faiblement piégées. Le temps de passage des billes dans chacun des pièges est plus court dans l'expérience (a) que dans l'expérience (b).

Afin de contrôler de façon plus précise les phases d'avance ou d'arrêt des billes le long du guide, il est possible d'envisager la mise en place d'un autre scénario plus déterministe dont la **Figure 5.36** offre une vision schématique. Commençons par considérer un réseau stable de billes piégées. Étant donné que la propagation d'un seul mode suffit à propulser et à maintenir les billes à proximité du guide, il suffit de bloquer la propagation de l'un des modes au sein du guide pour faire disparaître le réseau de pièges et permettre aux billes d'avancer. Au besoin, celles-ci peuvent être arrêtées une nouvelle fois en autorisant de nouveau la propagation du second mode de manière à reformer le réseau de pièges. L'opération peut ainsi être répétée « à la demande » à condition de disposer d'un moyen de contrôle de l'excitation de l'un ou l'autre des modes guidés utilisés. Il est sans doute préférable de privilégier la coupure du mode TE_1 qui est moins confiné que les modes fondamentaux, et qui présente donc plus de pertes en cours de propagation et un gradient d'intensité du champ plus faible, quoique cela reste à vérifier.

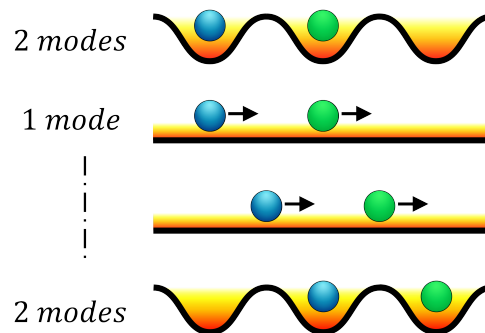
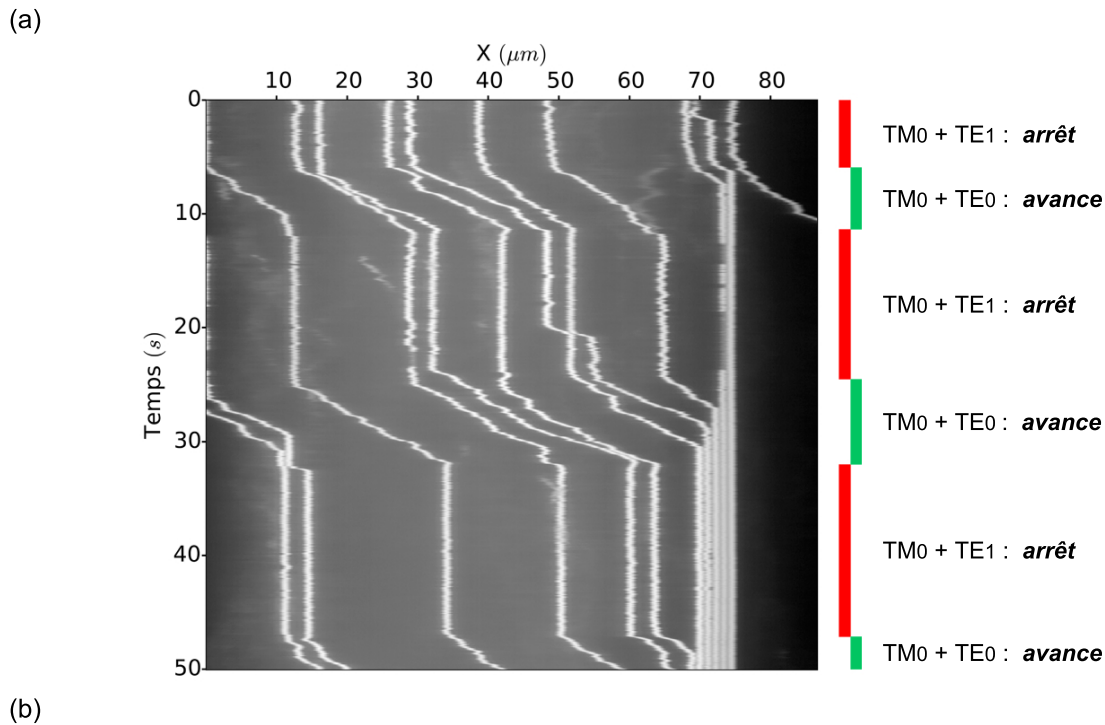


FIGURE 5.36 – Représentation schématique de l'alternance de phases d'avance ou d'arrêt de billes piégées à la surface d'un guide par coupure contrôlée de l'un des modes donnant naissance au réseau de pièges.



(Document vidéo n°14)

FIGURE 5.37 – (a) Kymographe et (b) vidéo représentant le suivi temporel de billes piégées de $1\ \mu\text{m}$ soumises à une succession de phases d’avance et d’arrêt contrôlés par coupure ou non de l’un des modes guidés à l’origine du réseau de pièges. Une bille adsorbée à la surface du guide sur la droite du champ d’observation à partir de la sixième seconde permet de retenir et d’empiler en file les billes arrivant à sa hauteur.

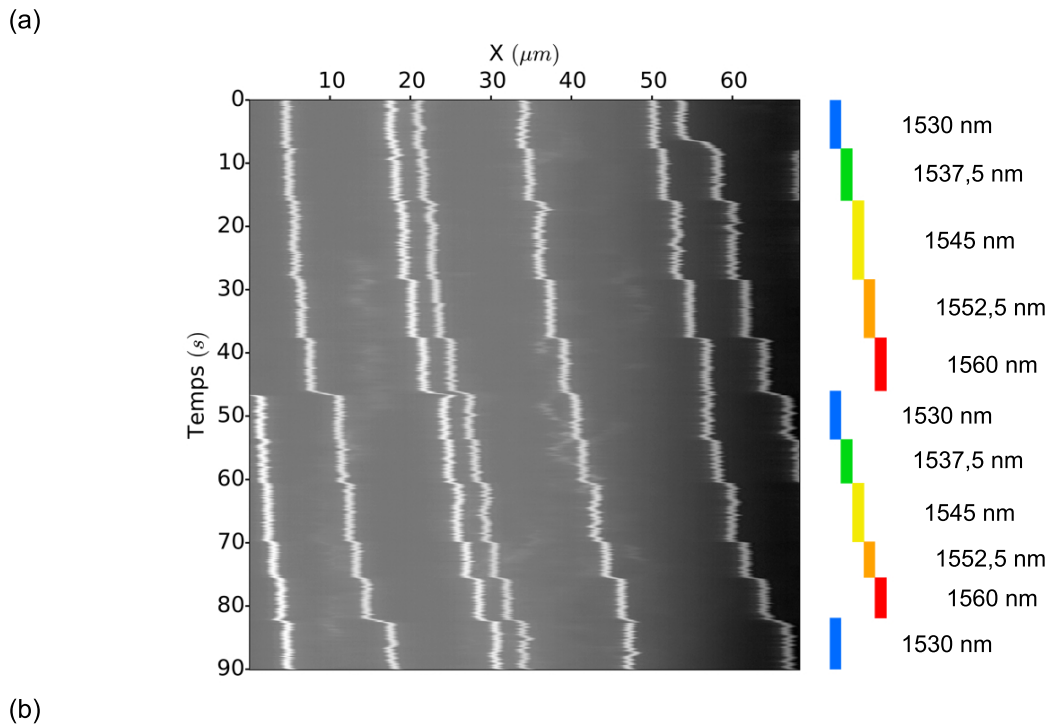
La **Figure 5.37** présente le kymographe et la vidéo d’une expérience mettant en œuvre un tel scénario. On peut y voir quelques billes tout d’abord piégées par superposition des modes TM_0 et TE_1 dans un guide d’onde. En modifiant ensuite les conditions de couplage de la lumière laser à l’entrée du guide, le réseau de pièges est supprimé durant quelques secondes avant d’être rétabli en revenant aux conditions de couplage initiales. L’opération est ainsi répétée plusieurs fois afin de démontrer le contrôle précis qu’offre cette technique en terme de manipulation optique. On peut noter la présence d’une bille adsorbée à la surface du guide sur la droite du champ d’observation à partir de la sixième seconde. Celle-ci bloque le passage des autres billes situées en amont. On peut alors observer l’empilement les unes à la suite des autres des billes arrivant successivement à la hauteur de ce barrage.

Pour être tout à fait exact, il est probable que les phases d’avance des billes ne soient pas dues à la propagation d’un unique mode au sein du guide mais plutôt au basculement de l’excitation du mode TE_1 vers l’excitation du mode TE_0 . En effet, une simple modification de la position de la fibre par rapport à l’entrée du guide parait peu à même d’aboutir à l’extinction de la part de lumière adoptant la polarisation TE dans le guide. Le basculement entre modes TE_0 et TE_1 apparait alors comme une alternative au scénario détaillé précédemment. Bien que la trajectoire des

billes soient dans ce cas sujette à de légères oscillations latérales, l'action combinée des deux modes fondamentaux peut également servir à la propulsion des billes.

5.4.3 Contrôle de la position des pièges par pilotage en longueur d'onde

Pour terminer, un dernier mécanisme peut être mis à contribution de manière à contrôler encore plus finement la position des pièges le long du guide. Pour cela, il faut s'intéresser à l'effet d'un changement de longueur d'onde sur le réseau de piège, et plus particulièrement sur la période de ce réseau. Nous avons vu que la période de la modulation du champ de forces optiques dépend de la longueur d'onde. Si l'équation (5.2) semble mettre en évidence une relation de proportionnalité, le lien entre longueur d'onde et période est en réalité plus complexe dans la mesure où l'indice effectif de chaque mode guidé dépend lui-aussi de la longueur d'onde. Une variation de longueur d'onde peut ainsi se traduire par une variation d'écart entre indices effectifs. Or, dans le cas du couple de modes $TM_0 + TE_1$, cet écart accuse une légère baisse lorsque la longueur d'onde augmente. Ce qui explique la variation de période de $3,12 \mu m$ à $3,20 \mu m$ calculée lorsque la longueur d'onde passe de $1530 nm$ à $1550 nm$. La variation de longueur d'onde, ici de $20 nm$, voit ses effets démultipliés par la variation de l'écart entre indices effectifs, aboutissant de cette façon à une



(Document vidéo n°15)

FIGURE 5.38 – (a) Kymographe et (b) vidéo (vitesse de lecture accélérée deux fois) représentant le suivi temporel de billes piégées de $1 \mu m$ soumises à des variations répétées de longueur d'onde indiquées à droite de l'image.

variation de la période quatre fois plus élevée.

Du point de vue expérimental, une augmentation de la période de la modulation du champ de force se traduit par une extension du réseau de pièges. Ceux-ci, en s'écartant les uns des autres, voient d'autant plus leur position décalée vers la sortie du guide qu'ils se trouvent éloignés de son entrée. En effet, la position du premier piège situé à l'entrée du guide ne recule au maximum que d'une distance égale à l'accroissement de la période. Mais de proche en proche, l'effet cumulatif de l'augmentation de la distance entre les pièges induit un décalage de leur position de plus en plus grand au fur et à mesure que l'on s'éloigne de l'entrée du guide. C'est ce que mettent en évidence le kymographe et la vidéo présentés sur la **Figure 5.38**. On peut y suivre les déplacements successifs que subissent les billes piégées à chaque changement de longueur d'onde. Alors que les billes situées sur la gauche de l'image se déplacent peu, celles se trouvant sur la gauche effectuent des déplacements plus grands à chaque accroissement de la longueur d'onde. Ou autrement dit, on remarque que pour toute nouvelle augmentation de la longueur d'onde, la distance parcourue par chaque bille augmente un peu plus en direction de la sortie du guide.

Dans l'expérience présentée ici, il est intéressant de noter que le deux retours à la longueur initiale de 1530 nm ne s'accompagne pas d'un retour des billes à leur position initiale. Cette observation vient contredire le scénario représenté schématiquement sur la **Figure 5.39** qui pourtant semble se concevoir de façon logique. Cette contradiction s'explique par la rapidité à laquelle se fait la réinitialisation de la longueur d'onde, qui ne laisse pas le temps aux billes de suivre les modifications subies par le réseau de pièges durant ce laps de temps. Tout du moins, la force de rappel des pièges n'est pas suffisante pour entrainer dans leur mouvement de recul les billes qui sont toujours soumises, à ce moment-là, à l'action de la pression de radiation à laquelle vient s'ajouter la force de frottement hydrodynamique. Au lieu donc de suivre le déplacement de leur piège initial vers l'amont du guide, les billes se contentent de se repositionner par rapport au nouveau réseau de pièges finalement obtenu. Elles n'ont dans certains cas pratiquement aucun besoin de bouger,

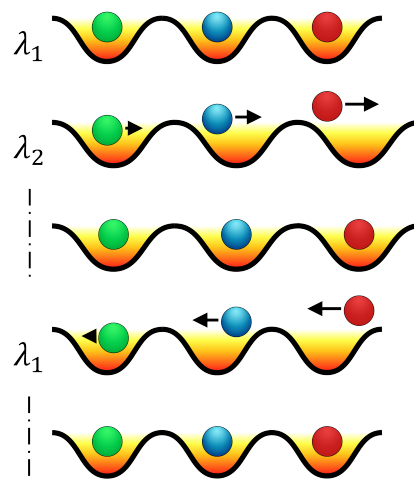
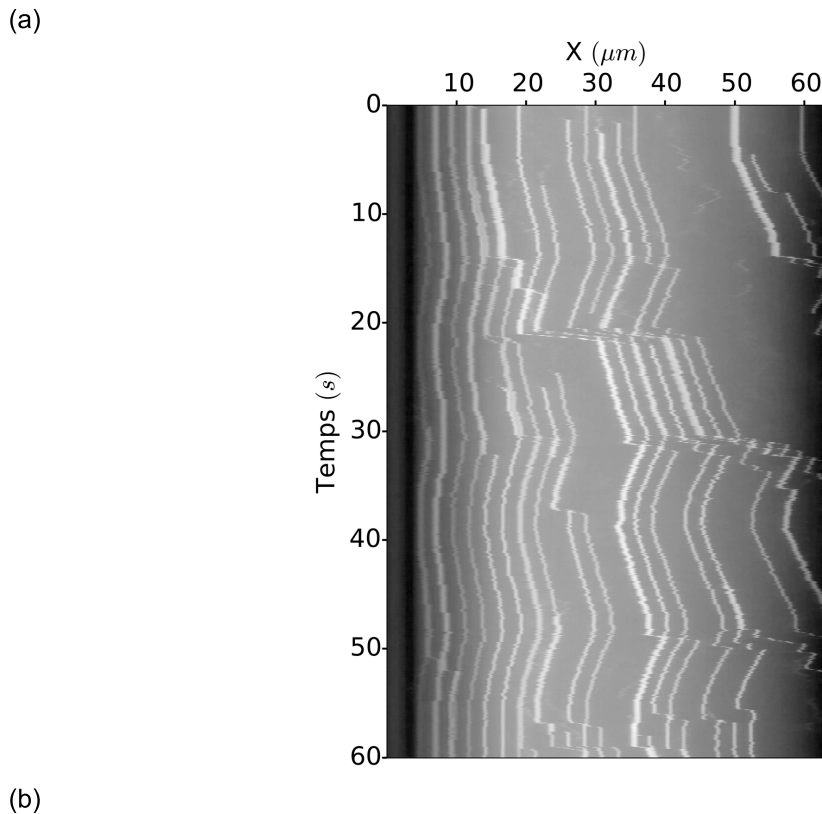


FIGURE 5.39 – Représentation schématique des déplacements de billes piégées soumises à des variations successivement positive et négative de longueur d'onde.



(Document vidéo n°16)

FIGURE 5.40 – (a) Kymographe et (b) vidéo (vitesse de lecture accélérée deux fois) représentant le suivi temporel de billes piégées de 500 nm soumises à des variations répétées de longueur d’onde contrôlées manuellement à l’aide de la molette de commande de la source laser.

un nouveau piège prenant à peu de chose près la place de l’ancien. Mais en d’autres endroits du guide, elles se voient obligées de transiter sur une distance parfois proche de la période du réseau en direction du prochain piège prêt à les recueillir en aval du guide. Cela étant dit, il nous faut également considérer l’éventualité selon laquelle le même phénomène se produise lors de la phase d’extension du réseau de piège. Car il est tout à fait possible que, là-encore, le piège initial soit déplacé d’une distance supérieure à la période du réseau. Ce qui voudrait dire qu’un autre piège initialement plus en amont vient au final se positionner entre lui et la bille considérée. Celle-ci se contenterait alors de migrer vers ce nouveau piège, plus proche, qui remplacerait l’ancien piège occupant désormais une position trop éloignée.

Pour mettre en pratique le scénario dépeint schématiquement sur la **Figure 5.39**, il est nécessaire de restreindre la vitesse à laquelle s’effectuent les changements de longueur d’onde, tout du moins lors de la phase de rétraction du réseau. Bien que l’opération soit délicate, la **Figure 5.40** fournit la preuve de sa faisabilité. On peut y voir, sous la forme d’un kymographe et d’une vidéo, le résultat d’une expérience mettant en scène un réseau de billes de 500 nm piégées par superposition des modes TM_0 et TE_1 dans un guide d’onde. Le champ observé au microscope se situe en

bordure de la chambre microfluidique du côté de l'entrée du guide d'onde, et plus précisément à proximité de la fin du taper permettant de rétrécir la largeur du guide jusqu'à sa dimension finale de 500 nm . Au cours de l'expérience, la longueur d'onde augmente puis diminue progressivement, et ce à trois reprises. Le contrôle fin de la longueur d'onde est rendu possible pour l'utilisation de la molette de commande en longueur d'onde de la source laser. On observe alors le déplacement dans un sens puis dans l'autre des billes qui suivent l'évolution de la position des pièges. Cette fois-ci, il ne fait aucun doute que les trajectoires continues observées témoignent du maintien en position des billes à l'intérieur du même piège au cours des translations imposées par l'extension ou la rétraction du réseau. Cette technique permet ainsi de manipuler de manière contrôlée les billes piégées aussi bien vers l'amont que vers l'aval du guide.

Pour finir, notons qu'il serait également envisageable de faire appel à une technique de modulation électro-optique pour piloter la phase respective des différents modes guidés mis à contribution. Ce procédé, notamment utilisé par M. Soltani *et al.* dans le cas d'ondes contrapropagatives [129], est cependant plus complexe et nécessite des étapes de fabrication technologique supplémentaires. Par ailleurs, cela impliquerait de développer un dispositif photonique dédié à cette fonction, dont l'influence sur la phase des différents modes serait à prendre en compte. Cette réponse en terme de déphasage induit est loin d'être aussi simple que dans le cas d'une onde stationnaire ne faisant intervenir qu'un seul et unique mode guidé.

5.5 Conclusion

Ce chapitre a permis l'étude des interactions optomécaniques entre des micro-billes et les champs évanescents superposés de plusieurs modes se propageant simultanément dans un guide d'onde. Nous avons tout d'abord mis en évidence la modulation périodique du champ de forces optiques de champ proche créée par la copropagation des modes fondamentaux des polarisations TE et TM à l'intérieur du guide. En augmentant progressivement la taille du guide considéré, nous avons pu vérifier expérimentalement les modifications induites par la superposition des deux modes sur la trajectoire de billes propulsées le long du guide. L'apparition progressive du mode TE_1 , d'abord en tant que mode à fuite dans un guide de 450 nm puis en tant que mode guidé dans un guide de 500 nm , nous a permis de mettre en évidence la possibilité de former des réseaux de pièges optiques de champ proche par superposition de modes guidés. Alors que l'appariement des deux modes TE donne naissance à un réseau de pièges resserrés, de période légèrement inférieure à la longueur d'onde, et disposés en quinconce de chaque côté du guide, la propagation simultanée des modes TM_0 et TE_1 engendre un réseau de piège plus espacés, de période légèrement supérieure à $3\text{ }\mu\text{m}$, qui permet le piégeage de billes de diamètres variés, allant de 500 nm à $2\text{ }\mu\text{m}$. Une telle technique de piégeage présente entre autres intérêts de générer le long d'un même guide, et donc à partir d'une même source laser, de très nombreux pièges régulièrement espacés. De plus, l'efficacité de ces pièges n'est que peu sensible aux éventuels défauts de fabrication ou ne dépend que très peu de la longueur d'onde utilisée, contrairement aux pièges obtenus à partir

de cavités à cristaux photoniques.

En outre, cette dernière configuration de piégeage nous a amené à envisager et mettre en pratique différents scénarios permettant de manipuler les billes piégées. Un premier scénario est basé sur l'observation de migrations en cascade de billes se déplaçant d'un piège vers le suivant selon la direction de propagation de la lumière au sein du guide. Un deuxième cas de figure met en œuvre le cheminement séquencé des billes le long du guide grâce à une alternance de phases d'avance ou d'arrêt. Soit de manière spontanée, en abaissant à un niveau fixe et contrôlé la barrière de potentiel opposée par le piège à l'avance des billes le long du guide. Soit de manière déterministe, par coupure « à la demande » de l'un des modes à l'origine du réseau de pièges. Enfin, nous avons vu dans quelle mesure un pilotage en longueur d'onde permet le contrôle fin de la position des pièges le long du guide. Nous avons observé l'influence de la vitesse de variation de longueur d'onde sur les déplacements opérés par les billes. En conclusion, une faible vitesse est nécessaire pour obtenir une réponse identique des translations des billes piégées et ceux de leur piège respectif, notamment lorsque la longueur d'onde décroît et que les pièges subissent des déplacements à contre-sens de la propagation de la lumière guidée.

Conclusion générale

Les pinces optiques apparaissent comme un outil particulièrement adapté pour le piégeage et la manipulation d'objets uniques en suspension. Afin de répondre toujours plus efficacement aux exigences des nanosciences, de la biologie et de la microfluidique, les forces optiques de champ proche font actuellement l'objet de nombreux travaux de recherche consacrés notamment à la conception de pinces optiques intégrables au sein de dispositifs microfluidiques embarqués, couramment appelés laboratoires-sur-puce. Ces forces sans contact présentent en effet des caractéristiques uniques aussi bien à l'échelle microscopique que nanoscopique en matière de performance (en ce qui concerne le rapport entre force de piégeage créée et puissance laser utilisée) et de miniaturisation (au niveau des dimensions à la fois des pièges optiques, des objets ciblés et du dispositif expérimental requis). À l'heure actuelle, les pièges optiques intégrés sur puce les plus aboutis sont obtenus à l'aide d'ondes stationnaires au sein de guides d'onde intégrés ou de modes résonants dans des cavités à cristaux photoniques. Les travaux présentés dans ce manuscrit de thèse sont consacrés à l'étude des forces optiques de champ proche engendrées à la surface de telles nanostructures photoniques.

L'élaboration de puces optofluidiques dotées de canaux microfluidiques a constitué le premier enjeu de ces travaux. Un processus de fabrication a été mis au point pour la réalisation de circuits microfluidiques intégrés dans une couche de PDMS disposée à la surface d'une puce photonique en silicium sur isolant (SOI) et surmontée d'une lamelle de verre percée. Un système d'injection microfluidique a également été construit de manière à injecter un échantillon liquide et contrôler son débit d'écoulement dans la puce optofluidique. Enfin, l'ensemble de ces étapes a pu être validé par le suivi en vidéomicroscopie d'écoulements de microbilles en polystyrène fluorescentes en suspension colloïdale.

La complexité de l'équilibre des forces régissant le piégeage optique en champ proche rend difficile la mesure directe de la force de rappel d'un tel piège simplement par réaction à une force de poussée hydrodynamique. C'est pour quoi, en vue de caractériser l'efficacité de pièges optiques formés à la surface de cavités à cristaux photoniques, nous avons opté pour l'analyse du mouvement d'agitation thermique de microbilles piégées dont il est possible de déduire la distribution spatiale du potentiel de piégeage. Les résultats obtenus pour des microbilles de différents diamètres, allant de 500 nm à $2\text{ }\mu\text{m}$, ont mis en évidence une transition entre deux régimes de piégeage distincts. Le régime « proportionnel », caractérisé par une relation de quasi-proportionnalité entre potentiel de piégeage et distribution spatiale du champ électromagnétique, a notamment pu être observé dans le cas de billes de grand dia-

mètre en comparaison de la taille des motifs de la distribution spatiale du champ résonant dans la cavité. La possibilité d'imager cette distribution spatiale du champ évanescent par microscopie à force photonique apparaît ainsi comme une technique de microscopie optofluidique en champ proche optique basée sur une approche alternative aux techniques standard de microscopie à balayage. Par ailleurs, l'influence sur le potentiel de piégeage de la puissance laser utilisée a également été étudiée et nous a permis de révéler certains aspects non-linéaires du piégeage en champ proche.

D'un point de vue microfluidique, nous avons mis en avant les avantages que présente l'utilisation d'écoulements au sein d'un microcanal en termes d'isolement et de manipulation d'un objet piégé entre plusieurs puits de potentiel rapprochés. Le piégeage d'agrégats de microbilles de différents diamètres nous a permis de faire la démonstration de dispositifs assemblés par force optique et articulés en rotation. Dans un premier temps, nous avons observé le piégeage sur une cavité à cristaux photoniques d'un dimère composé d'une bille de $1\ \mu\text{m}$ et d'une autre de $2\ \mu\text{m}$. Attirée par une force de piégeage plus intense, seule la plus petite bille s'est avérée interagir avec le champ proche de la cavité, laissant ainsi l'agrégat libre en rotation autour du piège. Après avoir analysé son mouvement brownien en rotation, nous avons fait la démonstration du contrôle au moyen d'un écoulement de l'orientation et de la rotation de ce micro-système articulé. Ce dernier s'est avéré se comporter comme une micro-girouette sensible à des débits d'écoulement de quelques micromètres par seconde. Un second agrégat comportant une bille supplémentaire de $1\ \mu\text{m}$ nous a ensuite permis de montrer qu'il est possible de restreindre la rotation du dispositif à un mouvement de bascule par dessus la cavité photonique.

Enfin, dans un dernier chapitre, nous nous sommes intéressés aux effets de la co-propagation dans un même guide d'onde de modes guidés de polarisations et/ou d'ordres distincts. Il est apparu que la différence de constante de propagation entre modes guidés induit une modulation périodique du champ de forces optiques dans le champ proche du guide. Cette modulation a d'abord été mise à jour à travers l'analyse de trajectoire de billes de $500\ \text{nm}$ de diamètre le long de guides de différentes largeurs, allant de $300\ \text{nm}$ à $450\ \text{nm}$, en présence des modes fondamentaux TE_0 et TM_0 . L'introduction du mode TE_1 au sein d'un guide de $500\ \text{nm}$ a ensuite permis la création de réseaux de pièges optiques. Deux formes de réseaux ont pu être étudiées, l'un ($\text{TE}_0 + \text{TE}_1$) présentant des pièges localisés en quinconce de part et d'autre des bords du guide, l'autre ($\text{TM}_0 + \text{TE}_1$) présentant une seule rangée de pièges localisés au-dessus du guide. Le second cas de figure s'est révélé être le plus stable et a notamment permis le piégeage de billes de différents diamètres, allant de $500\ \text{nm}$ à $2\ \mu\text{m}$. En se basant sur l'utilisation de ces réseaux de pièges, différents scénarios de manipulation optique ont pu être proposés. Nous avons notamment observé des déplacements en cascade de billes piégées ainsi que la propulsion séquentielle de billes subissant une alternance de phases « marche - arrêt » le long du guide. Ces phases de marche ou d'arrêt peuvent par ailleurs être commandées en passant d'une configuration de propagation de modes guidés à une autre. Nous avons finalement démontré que la période et la position des pièges peuvent être contrôlées précisément par le biais de la longueur d'onde de la lumière guidée.

Cette thèse a été l'occasion de poursuivre les travaux débutés au laboratoire

par Claude Renaut sur le piégeage optique dans le champ proche de nanostructures photoniques. Les résultats obtenus en termes à la fois de conception microfluidique et d'analyse des phénomènes de piégeage ont permis d'envisager certaines applications s'adressant aussi bien aux domaines de la photonique et de la microscopie qu'aux domaines de la microfluidique et des laboratoires-sur-puce.

Étant au cœur des nombreux enjeux suscités par le domaine de l'optofluidique, ces travaux offrent de multiples perspectives de recherche et de développement. D'un point de vue purement photonique, de nombreuses possibilités mériteraient d'être explorées en matière de conception de structures photoniques dédiées au piégeage et à la manipulation optiques. Concernant par exemple les réseaux de pièges étudiés dans le dernier chapitre, il serait intéressant d'améliorer le contrôle de la propagation des modes guidés en amont de la zone de piégeage. Une autre voie, abordée brièvement dans le chapitre d'introduction, concerne l'intégration de nanostructures plasmoniques sur puce photonique. Cette thématique émergente semble en effet très prometteuse.

D'un point de vue microfluidique, on peut envisager donner suite aux démonstrations de micro-girouettes optofluidiques présentées dans le quatrième chapitre en proposant de nouveaux dispositifs articulés assemblés par force optique de champ proche. La conception de micro-outils complexes à l'aide de procédés tels que la lithographie à deux photons pourrait permettre de concurrencer les micro-systèmes récemment étudiés et manipulés à l'aide de pinces optiques en champ lointain. D'autre part, il serait intéressant de poursuivre le développement des procédés de fabrication microfluidique pour réaliser des circuits multi-canaux et atteindre un contrôle des écoulements toujours plus précis au sein du système.

Un troisième axe de recherche a trait aux domaines de la chimie et de la biologie. De la fonctionnalisation de surfaces et de particules au piégeage et à la manipulation d'objets biologiques, l'optofluidique regorge de champ d'exploration tournés vers ces domaines. Un enjeu clé de la conception de laboratoires-sur-puce concerne l'analyse de bactéries en suspension dans divers milieux liquides. Les derniers mois de cette thèse ont entre autres été l'occasion d'encadrer le stage de Manon Tardif consacré au piégeage de bactéries à l'aide de nanocavités photoniques. Les résultats très encourageants ont abouti sur un projet de thèse en cours sur cette thématique.

Enfin, d'un point de vue technologique, l'un des axes phares concerne les efforts de miniaturisation et d'intégration dans le but de concevoir de véritable laboratoires-sur-puce. Cela implique à la fois la mise au point de dispositifs photoniques et microfluidiques plus complexes intégrés au sein d'une même puce, mais aussi l'assemblage sur une même plateforme d'outils complémentaires tels qu'un mécanisme d'injection microfluidique, une source laser, ou encore un système de détection faisant appel à un dispositif d'imagerie sans lentille ou directement intégré à la puce photonique. Cette étape de prototypage apparaît naturellement nécessaire en vue de développer des capteurs embarqués basés sur l'utilisation de pinces optiques en champ proche.

Bibliographie

- [1] T. Pinedo Rivera, Assemblage convectif de colloïdes par forces de capillarité en milieu confiné: applications en plasmonique. PhD thesis, Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2009. (Cité en pages 7, 9, 10, 11, 12, 15, 16 et 17.)
- [2] Y. Xia, B. Gates, Y. Yin, and Y. Lu, “Monodispersed colloidal spheres: old materials with new applications,” Advanced Materials, vol. 12, no. 10, pp. 693–713, 2000. (Cité en page 7.)
- [3] B. Duplantier, “Le mouvement brownien,”divers et ondoyant”,” Séminaire Poincaré, vol. 1, pp. 155–212, 2005. (Cité en pages 9, 11 et 12.)
- [4] J. C. Crocker and D. G. Grier, “Methods of digital video microscopy for colloidal studies,” Journal of Colloid and Interface Science, vol. 179, no. 1, pp. 298–310, 1996. (Cité en page 12.)
- [5] T. Ursell, “Diffusion of solid particles confined in a viscous fluid,” 2005. (Cité en page 13.)
- [6] F. Perrin, “Mouvement brownien d’un ellipsoïde - i. dispersion diélectrique pour des molécules ellipsoïdales,” Journal de Physique et le Radium, vol. 5, no. 10, pp. 497–511, 1934. (Cité en page 13.)
- [7] Y. Han, A. Alsayed, M. Nobili, J. Zhang, T. C. Lubensky, and A. G. Yodh, “Brownian motion of an ellipsoid,” Science, vol. 314, no. 5799, pp. 626–630, 2006. (Cité en pages 13, 14, 84 et 85.)
- [8] F. Perrin, “Étude mathématique du mouvement brownien de rotation,” Annales Scientifiques de l’École Normale Supérieure, vol. 45, pp. 1–51, 1928. (Cité en page 13.)
- [9] B. H. McNaughton, M. Shlomi, P. Kinnunen, C. Cionca, S. N. Pei, R. Clarke, P. Argyrakis, and R. Kopelman, “Magnetic confinement of brownian rotation to a single axis and application to janus and cluster microparticles,” Applied Physics Letters, vol. 97, no. 14, p. 144103, 2010. (Cité en page 14.)
- [10] B. H. McNaughton, P. Kinnunen, M. Shlomi, C. Cionca, S. N. Pei, R. Clarke, P. Argyrakis, and R. Kopelman, “Experimental system for one-dimensional rotational brownian motion,” The Journal of Physical Chemistry B, vol. 115, no. 18, pp. 5212–5218, 2011. (Cité en pages 14, 84 et 85.)

- [11] L. Hong, S. M. Anthony, and S. Granick, “Rotation in suspension of a rod-shaped colloid,” Langmuir, vol. 22, no. 17, pp. 7128–7131, 2006. (Cité en pages 14 et 85.)
- [12] S. M. Anthony, M. Kim, and S. Granick, “Translation-rotation decoupling of colloidal clusters of various symmetries,” The Journal of Chemical Physics, vol. 129, no. 24, p. 244701, 2008. (Cité en page 14.)
- [13] R. Colin, M. Yan, L. Chevy, J.-F. Berret, and B. Abou, “3d rotational diffusion of micrometric wires using 2d video microscopy,” EPL (Europhysics Letters), vol. 97, no. 3, p. 30008, 2012. (Cité en pages 14, 82 et 83.)
- [14] J. Saragosti, P. Silberzan, and A. Buguin, “Modeling e. coli tumbles by rotational diffusion. implications for chemotaxis,” PloS One, vol. 7, no. 4, p. e35412, 2012. (Cité en pages 14 et 85.)
- [15] T. F. Tadros, Encyclopedia of Colloid and Interface Science. Springer, 2013. (Cité en pages 15, 16 et 17.)
- [16] D. G. Grier, “A revolution in optical manipulation,” Nature, vol. 424, no. 6950, pp. 810–816, 2003. (Cité en pages 18 et 21.)
- [17] S. Bianchi, F. Saglimbeni, A. Lepore, and R. Di Leonardo, “Polar features in the flagellar propulsion of e. coli bacteria,” Physical Review E, vol. 91, no. 6, p. 062705, 2015. (Cité en pages 19 et 20.)
- [18] O. M. Maragò, P. H. Jones, P. G. Gucciardi, G. Volpe, and A. C. Ferrari, “Optical trapping and manipulation of nanostructures,” Nature Nanotechnology, vol. 8, no. 11, pp. 807–819, 2013. (Cité en pages 19 et 20.)
- [19] J. Zhu, S. K. Ozdemir, Y.-F. Xiao, L. Li, L. He, D.-R. Chen, and L. Yang, “On-chip single nanoparticle detection and sizing by mode splitting in an ultrahigh-q microresonator,” Nature Photonics, vol. 4, no. 1, pp. 46–49, 2010. (Cité en pages 19 et 28.)
- [20] S. H. Mirsadeghi and J. F. Young, “Ultrasensitive diagnostic analysis of au nanoparticles optically trapped in silicon photonic circuits at sub-milliwatt powers,” Nano Letters, vol. 14, no. 9, pp. 5004–5009, 2014. (Cité en pages 19 et 31.)
- [21] J.-D. Kim and Y.-G. Lee, “Trapping of a single dna molecule using nanoplasmonic structures for biosensor applications,” Biomedical Optics Express, vol. 5, no. 8, pp. 2471–2480, 2014. (Cité en page 19.)
- [22] H. Xu, S. Jones, B.-C. Choi, and R. Gordon, “Characterization of individual magnetic nanoparticles in solution by double nanohole optical tweezers,” Nano Letters, 2016. (Cité en page 19.)

-
- [23] R. A. Jensen, I.-C. Huang, O. Chen, J. T. Choy, T. S. Bischof, M. Loncar, and M. G. Bawendi, “Optical trapping and two-photon excitation of colloidal quantum dots using bowtie apertures,” ACS Photonics, 2016. (Cité en page 19.)
- [24] Y. Pang, H. Song, and W. Cheng, “Using optical trap to measure the refractive index of a single animal virus in culture fluid with high precision,” Biomedical Optics Express, vol. 7, no. 5, pp. 1672–1689, 2016. (Cité en page 20.)
- [25] P. Schein, P. Kang, D. O’Dell, and D. Erickson, “Nanophotonic force microscopy: characterizing particle–surface interactions using near-field photonics,” Nano Letters, vol. 15, no. 2, pp. 1414–1420, 2015. (Cité en pages 20, 28 et 31.)
- [26] S. Lin, W. Zhu, Y. Jin, and K. B. Crozier, “Surface-enhanced raman scattering with ag nanoparticles optically trapped by a photonic crystal cavity,” Nano Letters, vol. 13, no. 2, pp. 559–563, 2013. (Cité en pages 20, 28, 31, 44 et 48.)
- [27] P. Løvhaugen, B. S. Ahluwalia, T. R. Huser, and O. G. Hellesø, “Serial raman spectroscopy of particles trapped on a waveguide,” Optics Express, vol. 21, no. 3, pp. 2964–2970, 2013. (Cité en page 20.)
- [28] S. Wheaton, R. M. Gelfand, and R. Gordon, “Probing the raman-active acoustic vibrations of nanoparticles with extraordinary spectral resolution,” Nature Photonics, vol. 9, no. 1, pp. 68–72, 2015. (Cité en page 20.)
- [29] M. Boerkamp, T. van Leest, J. Heldens, A. Leinse, M. Hoekman, R. Heideman, and J. Caro, “On-chip optical trapping and raman spectroscopy using a triplex dual-waveguide trap,” Optics Express, vol. 22, no. 25, pp. 30528–30537, 2014. (Cité en page 20.)
- [30] S. Jones, A. A. Al Balushi, and R. Gordon, “Raman spectroscopy of single nanoparticles in a double-nanohole optical tweezer system,” Journal of Optics, vol. 17, no. 10, p. 102001, 2015. (Cité en page 20.)
- [31] L. Kong, C. Lee, C. M. Earhart, B. Cordovez, and J. W. Chan, “A nanotweezer system for evanescent wave excited surface enhanced raman spectroscopy (sers) of single nanoparticles,” Optics Express, vol. 23, no. 5, pp. 6793–6802, 2015. (Cité en page 20.)
- [32] B. Redding, M. J. Schwab, Y.-l. Pan, et al., “Raman spectroscopy of optically trapped single biological micro-particles,” Sensors, vol. 15, no. 8, pp. 19021–19046, 2015. (Cité en page 20.)
- [33] N. Khatibzadeh, A. B. Stilgoe, A. A. Bui, Y. Rocha, G. M. Cruz, V. Loke, L. Z. Shi, T. A. Nieminen, H. Rubinsztein-Dunlop, and M. W. Berns, “Determination of motility forces on isolated chromosomes with laser tweezers,” Scientific Reports, vol. 4, 2014. (Cité en page 20.)
-

- [34] S. R. Kirchner, S. Nedev, S. Carretero-Palacios, A. Mader, M. Opitz, T. Lohmüller, and J. Feldmann, “Direct optical monitoring of flow generated by bacterial flagellar rotation,” *Applied Physics Letters*, vol. 104, no. 9, p. 093701, 2014. (Cité en pages 20 et 22.)
- [35] H. Xin, Q. Liu, and B. Li, “Non-contact fiber-optical trapping of motile bacteria: dynamics observation and energy estimation,” *Scientific Reports*, vol. 4, 2014. (Cité en page 20.)
- [36] A. Samadi, C. Zhang, J. Chen, S. Reihani, and Z. Chen, “Evaluating the toxic effect of an antimicrobial agent on single bacterial cells with optical tweezers,” *Biomedical Optics Express*, vol. 6, no. 1, pp. 112–117, 2015. (Cité en page 20.)
- [37] M. Gu, S. Kuriakose, and X. Gan, “A single beam near-field laser trap for optical stretching, folding and rotation of erythrocytes,” *Optics Express*, vol. 15, no. 3, pp. 1369–1375, 2007. (Cité en pages 20 et 27.)
- [38] B. S. Ahluwalia, P. McCourt, A. Oteiza, J. S. Wilkinson, T. R. Huser, and O. G. Hellesø, “Squeezing red blood cells on an optical waveguide to monitor cell deformability during blood storage,” *Analyst*, vol. 140, no. 1, pp. 223–229, 2015. (Cité en page 20.)
- [39] S. Lee, B. Joo, P. J. Jeon, S. Im, and K. Oh, “Columnar deformation of human red blood cell by highly localized fiber optic bessel beam stretcher,” *Biomedical Optics Express*, vol. 6, no. 11, pp. 4417–4432, 2015. (Cité en page 20.)
- [40] U. Delabre, K. Feld, E. Crespo, G. Whyte, C. Sykes, U. Seifert, and J. Guck, “Deformation of phospholipid vesicles in an optical stretcher,” *Soft Matter*, vol. 11, no. 30, pp. 6075–6088, 2015. (Cité en page 20.)
- [41] Y. Pang and R. Gordon, “Optical trapping of a single protein,” *Nano Letters*, vol. 12, no. 1, pp. 402–406, 2011. (Cité en page 20.)
- [42] A. Kotnala and R. Gordon, “Double nanohole optical tweezers visualize protein p53 suppressing unzipping of single dna-hairpins,” *Biomedical Optics Express*, vol. 5, no. 6, pp. 1886–1894, 2014. (Cité en page 20.)
- [43] P. Patheja, R. Dasgupta, A. Dube, S. Ahlawat, R. S. Verma, and P. K. Gupta, “The use of optical trap and microbeam to investigate the mechanical and transport characteristics of tunneling nanotubes in tumor spheroids,” *Journal of Biophotonics*, vol. 8, no. 9, pp. 694–704, 2015. (Cité en page 20.)
- [44] P. L. Johansen, F. Fenaroli, L. Evensen, G. Griffiths, and G. Koster, “Optical micromanipulation of nanoparticles and cells inside living zebrafish,” *Nature Communications*, vol. 7, 2016. (Cité en page 20.)
- [45] P. J. Pauzauskie, A. Radenovic, E. Trepagnier, H. Shroff, P. Yang, and J. Lipphardt, “Optical trapping and integration of semiconductor nanowire assemblies in water,” *Nature Materials*, vol. 5, no. 2, pp. 97–101, 2006. (Cité en pages 20 et 21.)

-
- [46] M. Li, T. Lohmüller, and J. Feldmann, “Optical injection of gold nanoparticles into living cells,” Nano Letters, vol. 15, no. 1, pp. 770–775, 2014. (Cité en pages 20 et 21.)
- [47] R. Podlipec and J. Strancar, “Cell-scaffold adhesion dynamics measured in first seconds predicts cell growth on days scale—optical tweezers study,” ACS Applied Materials & Interfaces, vol. 7, no. 12, pp. 6782–6791, 2015. (Cité en page 20.)
- [48] J. M. Tam, C. E. Castro, R. J. Heath, M. L. Cardenas, R. J. Xavier, M. J. Lang, and J. M. Vyas, “Control and manipulation of pathogens with an optical trap for live cell imaging of intercellular interactions,” PLoS One, vol. 5, no. 12, p. e15215, 2010. (Cité en page 20.)
- [49] X. Xu, C. Cheng, H. Xin, H. Lei, and B. Li, “Controllable orientation of single silver nanowire using two fiber probes,” Scientific Reports, vol. 4, 2014. (Cité en page 20.)
- [50] P. Rodríguez-Sevilla, L. Labrador-Páez, D. Wawrzyńczyk, M. Nyk, M. Samoć, A. K. Kar, M. D. Mackenzie, L. Paterson, D. Jaque, and P. Haro-González, “Determining the 3d orientation of optically trapped upconverting nanorods by in situ single-particle polarized spectroscopy,” Nanoscale, vol. 8, no. 1, pp. 300–308, 2016. (Cité en page 20.)
- [51] L. Zhang, X. Dou, C. Min, Y. Zhang, L. Du, Z. Xie, J. Shen, Y. Zeng, and X. Yuan, “In-plane trapping and manipulation of zno nanowires by hybrid plasmonic field,” Nanoscale, 2016. (Cité en pages 20 et 28.)
- [52] P. Kang, X. Serey, Y.-F. Chen, and D. Erickson, “Angular orientation of nanorods using nanophotonic tweezers,” Nano Letters, vol. 12, no. 12, pp. 6400–6407, 2012. (Cité en pages 20, 28, 31 et 85.)
- [53] H. Xin and B. Li, “Optical orientation and shifting of a single multiwalled carbon nanotube,” Light: Science & Applications, vol. 3, no. 9, p. e205, 2014. (Cité en page 20.)
- [54] J. Huang, X. Liu, Y. Zhang, and B. Li, “Optical trapping and orientation of escherichia coli cells using two tapered fiber probes,” Photonics Research, vol. 3, no. 6, pp. 308–312, 2015. (Cité en page 20.)
- [55] M. Kreysing, D. Ott, M. J. Schmidberger, O. Otto, M. Schürmann, E. Martín-Badosa, G. Whyte, and J. Guck, “Dynamic operation of optical fibres beyond the single-mode regime facilitates the orientation of biological cells,” Nature Communications, vol. 5, 2014. (Cité en pages 20 et 21.)
- [56] T. Kolb, S. Albert, M. Haug, and G. Whyte, “Dynamically reconfigurable fibre optical spanner,” Lab on a Chip, vol. 14, no. 6, pp. 1186–1190, 2014. (Cité en pages 20 et 75.)
-

- [57] T. Kolb, S. Albert, M. Haug, and G. Whyte, “Optofluidic rotation of living cells for single-cell tomography,” Journal of Biophotonics, vol. 8, no. 3, pp. 239–246, 2015. (Cité en pages 20 et 21.)
- [58] J. Xavier, R. Dasgupta, S. Ahlawat, J. Joseph, and P. K. Gupta, “Controlled formation and manipulation of colloidal lattices by dynamically reconfigurable three dimensional interferometric optical traps,” Applied Physics Letters, vol. 101, no. 20, p. 201101, 2012. (Cité en page 21.)
- [59] H. Xin, R. Xu, and B. Li, “Optical trapping, driving, and arrangement of particles using a tapered fibre probe,” Scientific Reports, vol. 2, 2012. (Cité en pages 21 et 28.)
- [60] C. Min, Z. Shen, J. Shen, Y. Zhang, H. Fang, G. Yuan, L. Du, S. Zhu, T. Lei, and X. Yuan, “Focused plasmonic trapping of metallic particles,” Nature Communications, vol. 4, 2013. (Cité en pages 21 et 28.)
- [61] P. J. Ackerman, H. Mundoor, I. I. Smalyukh, and J. van de Lagemaat, “Plasmon–exciton interactions probed using spatial coentrapment of nanoparticles by topological singularities,” ACS Nano, vol. 9, no. 12, pp. 12392–12400, 2015. (Cité en page 21.)
- [62] M. Blattmann and A. Rohrbach, “Plasmonic coupling dynamics of silver nanoparticles in an optical trap,” Nano Letters, vol. 15, no. 12, pp. 7816–7821, 2015. (Cité en page 21.)
- [63] Z. Yan, S. K. Gray, and N. F. Scherer, “Potential energy surfaces and reaction pathways for light-mediated self-organization of metal nanoparticle clusters,” Nature Communications, vol. 5, 2014. (Cité en page 21.)
- [64] K. Dholakia and P. Zemanek, “Colloquium: Grippled by light: Optical binding,” Reviews of Modern Physics, vol. 82, no. 2, p. 1767, 2010. (Cité en page 21.)
- [65] J. Kotar, M. Leoni, B. Bassetti, M. C. Lagomarsino, and P. Cicuta, “Hydrodynamic synchronization of colloidal oscillators,” Proceedings of the National Academy of Sciences, vol. 107, no. 17, pp. 7669–7673, 2010. (Cité en page 21.)
- [66] M. Dienerowitz, L. V. Cowan, G. M. Gibson, R. Hay, M. J. Padgett, and V. R. Phoenix, “Optically trapped bacteria pairs reveal discrete motile response to control aggregation upon cell–cell approach,” Current Microbiology, vol. 69, no. 5, pp. 669–674, 2014. (Cité en page 21.)
- [67] G. R. Kirkham, E. Britchford, T. Upton, J. Ware, G. M. Gibson, Y. Devaud, M. Ehrbar, M. Padgett, S. Allen, L. D. Buttery, et al., “Precision assembly of complex cellular microenvironments using holographic optical tweezers,” Scientific Reports, vol. 5, 2015. (Cité en page 21.)
- [68] Y. Li, H. Xin, X. Liu, and B. Li, “Non-contact intracellular binding of chloroplasts in vivo,” Scientific Reports, vol. 5, 2015. (Cité en page 21.)

-
- [69] H. Wang, Y.-L. Zhang, H. Xia, Q.-D. Chen, K.-S. Lee, and H.-B. Sun, “Photodynamic assembly of nanoparticles towards designable patterning,” Nanoscale Horizons, 2016. (Cité en page 21.)
- [70] H. Xin, Y. Zhang, H. Lei, Y. Li, H. Zhang, and B. Li, “Optofluidic realization and retaining of cell–cell contact using an abrupt tapered optical fibre,” Scientific Reports, vol. 3, 2013. (Cité en page 21.)
- [71] H. Xin, Y. Li, and B. Li, “Controllable patterning of different cells via optical assembly of 1d periodic cell structures,” Advanced Functional Materials, vol. 25, no. 19, pp. 2816–2823, 2015. (Cité en page 21.)
- [72] E.-L. Florin, A. Pralle, E. Stelzer, and J. Hörber, “Photonic force microscope calibration by thermal noise analysis,” Applied Physics A: Materials Science & Processing, vol. 66, pp. S75–S78, 1998. (Cité en pages 22 et 61.)
- [73] A. Rohrbach, C. Tischer, D. Neumayer, E.-L. Florin, and E. H. Stelzer, “Trapping and tracking a local probe with a photonic force microscope,” Review of Scientific Instruments, vol. 75, no. 6, pp. 2197–2210, 2004. (Cité en pages 22 et 61.)
- [74] S. Kawata, Y. Inouye, and T. Sugiura, “Near-field scanning optical microscope with a laser trapped probe,” Japanese Journal of Applied Physics, vol. 33, no. 12A, p. L1725, 1994. (Cité en page 22.)
- [75] D. A. Shilkin, E. V. Lyubin, I. V. Soboleva, and A. A. Fedyanin, “Near-field probing of bloch surface waves in a dielectric multilayer using photonic force microscopy,” Journal of the Optical Society of America B, vol. 33, no. 6, pp. 1120–1127, 2016. (Cité en page 22.)
- [76] E.-L. Florin, A. Pralle, J. H. Hörber, and E. H. Stelzer, “Photonic force microscope based on optical tweezers and two-photon excitation for biological applications,” Journal of Structural Biology, vol. 119, no. 2, pp. 202–211, 1997. (Cité en page 22.)
- [77] T. Sugiura, T. Okada, Y. Inouye, O. Nakamura, and S. Kawata, “Gold-bead scanning near-field optical microscope with laser-force position control,” Optics Letters, vol. 22, no. 22, pp. 1663–1665, 1997. (Cité en page 22.)
- [78] L. Friedrich and A. Rohrbach, “Surface imaging beyond the diffraction limit with optically trapped spheres,” Nature Nanotechnology, vol. 10, no. 12, pp. 1064–1069, 2015. (Cité en page 22.)
- [79] K. Sasaki, Z.-Y. Shi, R. Kopelman, and H. Masuhara, “Three-dimensional ph microprobing with an optically-manipulated fluorescent particle.,” Chemistry Letters, no. 2, pp. 141–142, 1996. (Cité en page 22.)
- [80] A. Pralle, E.-L. Florin, E. Stelzer, and J. Hörber, “Local viscosity probed by photonic force microscopy,” Applied Physics A: Materials Science & Processing, vol. 66, pp. S71–S73, 1998. (Cité en page 22.)
-

- [81] E. Schäffer, S. F. Nørrelykke, and J. Howard, “Surface forces and drag coefficients of microspheres near a plane surface measured with optical tweezers,” Langmuir, vol. 23, no. 7, pp. 3654–3665, 2007. (Cité en page 22.)
- [82] J. Leach, H. Mushfique, S. Keen, R. Di Leonardo, G. Ruocco, J. Cooper, and M. Padgett, “Comparison of faxén’s correction for a microsphere translating or rotating near a surface,” Physical Review E, vol. 79, no. 2, p. 026301, 2009. (Cité en page 22.)
- [83] M. Tassieri, F. Del Giudice, E. J. Robertson, N. Jain, B. Fries, R. Wilson, A. Glidle, F. Greco, P. A. Netti, P. L. Maffettone, et al., “Microrheology with optical tweezers: Measuring the relative viscosity of solutions/at a glance/,” Scientific Reports, vol. 5, 2015. (Cité en page 22.)
- [84] L. Oddershede, S. Grego, S. Nørrelykke, and K. Berg-Sørensen, “Optical tweezers: probing biological surfaces,” Probe Microscopy, vol. 2, pp. 129–137, 2001. (Cité en page 22.)
- [85] J. Shen, J. Wang, C. Zhang, C. Min, H. Fang, L. Du, S. Zhu, and X.-C. Yuan, “Dynamic plasmonic tweezers enabled single-particle-film-system gap-mode surface-enhanced raman scattering,” Applied Physics Letters, vol. 103, no. 19, p. 191119, 2013. (Cité en pages 22 et 28.)
- [86] I. Y. Stetsiura, A. Yashchenok, A. Masic, E. V. Lyubin, O. A. Inozemtseva, M. G. Drozdova, E. A. Markvichova, B. N. Khlebtsov, A. A. Fedyanin, G. B. Sukhorukov, et al., “Composite sers-based satellites navigated by optical tweezers for single cell analysis,” Analyst, vol. 140, no. 15, pp. 4981–4986, 2015. (Cité en page 22.)
- [87] P. Kang, P. Schein, X. Serey, D. O’Dell, and D. Erickson, “Nanophotonic detection of freely interacting molecules on a single influenza virus,” Scientific Reports, vol. 5, 2015. (Cité en pages 22, 28 et 31.)
- [88] J. R. Moffitt, Y. R. Chemla, S. B. Smith, and C. Bustamante, “Recent advances in optical tweezers,” Annual Review of Biochemistry, vol. 77, no. 1, p. 205, 2008. (Cité en pages 22 et 77.)
- [89] P. Mthunzi, W. M. Lee, A. C. Riches, C. T. A. Brown, F. J. Gunn-Moore, and K. Dholakia, “Intracellular dielectric tagging for improved optical manipulation of mammalian cells,” IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, vol. 16, no. 3, pp. 608–618, 2010. (Cité en page 22.)
- [90] D. Craig, A. McDonald, M. Mazilu, H. Rendall, F. Gunn-Moore, and K. Dholakia, “Enhanced optical manipulation of cells using antireflection coated microparticles,” ACS Photonics, vol. 2, no. 10, pp. 1403–1409, 2015. (Cité en page 22.)
- [91] U. Bockelmann, P. Thomen, B. Essevaz-Roulet, V. Viasnoff, and F. Heslot, “Unzipping dna with optical tweezers: high sequence sensitivity and force flips,”

-
- Biophysical Journal, vol. 82, no. 3, pp. 1537–1553, 2002. (Cité en pages 22 et 77.)
- [92] T. T. Perkins, “Ångström-precision optical traps and applications*,” Annual Review of Biophysics, vol. 43, 2014. (Cité en page 22.)
- [93] K. Norregaard, L. Jauffred, K. Berg-Sørensen, and L. B. Oddershede, “Optical manipulation of single molecules in the living cell,” Physical Chemistry Chemical Physics, vol. 16, no. 25, pp. 12614–12624, 2014. (Cité en page 22.)
- [94] K. Neupane, A. P. Manuel, and M. T. Woodside, “Protein folding trajectories can be described quantitatively by one-dimensional diffusion over measured energy landscapes,” Nature Physics, 2016. (Cité en page 22.)
- [95] H. Oana, K. Nishikawa, H. Matsuhara, A. Yamamoto, T. G. Yamamoto, T. Haraguchi, Y. Hiraoka, and M. Washizu, “Non-destructive handling of individual chromatin fibers isolated from single cells in a microfluidic device utilizing an optically driven microtool,” Lab on a Chip, vol. 14, no. 4, pp. 696–704, 2014. (Cité en page 23.)
- [96] A. Ward, F. Hilitski, W. Schwenger, D. Welch, A. Lau, V. Vitelli, L. Mahadevan, and Z. Dogic, “Solid friction between soft filaments,” Nature Materials, vol. 14, no. 6, pp. 583–588, 2015. (Cité en pages 23 et 77.)
- [97] A. Terray, J. Oakey, and D. W. Marr, “Microfluidic control using colloidal devices,” Science, vol. 296, no. 5574, pp. 1841–1844, 2002. (Cité en pages 23, 78, 79 et 85.)
- [98] D. Phillips, M. Padgett, S. Hanna, Y.-L. Ho, D. Carberry, M. Miles, and S. Simpson, “Shape-induced force fields in optical trapping,” Nature Photonics, vol. 8, no. 5, pp. 400–405, 2014. (Cité en pages 23, 79 et 91.)
- [99] D. Phillips, J. Grieve, S. Olof, S. Kocher, R. Bowman, M. Padgett, M. Miles, and D. Carberry, “Surface imaging using holographic optical tweezers,” Nanotechnology, vol. 22, no. 28, p. 285503, 2011. (Cité en pages 23 et 79.)
- [100] C. C. Cheah, Q. M. Ta, and R. Haghghi, “Grasping and manipulation of a micro-particle using multiple optical traps,” Automatica, vol. 68, pp. 216–227, 2016. (Cité en page 23.)
- [101] P.-C. Li, J.-C. Chang, A. La Porta, and T. Y. Edward, “Fabrication of birefringent nanocylinders for single-molecule force and torque measurement,” Nanotechnology, vol. 25, no. 23, p. 235304, 2014. (Cité en page 23.)
- [102] S. Mandal, D. Koirala, S. Selvam, C. Ghimire, and H. Mao, “A molecular tuning fork in single-molecule mechanochemical sensing,” Angewandte Chemie, vol. 127, no. 26, pp. 7717–7721, 2015. (Cité en page 23.)
-

- [103] D. Palima and J. Glückstad, “Gearing up for optical microrobotics: micromanipulation and actuation of synthetic microstructures by optical forces,” Laser & Photonics Reviews, vol. 7, no. 4, pp. 478–494, 2013. (Cité en page 23.)
- [104] P. Galajda and P. Ormos, “Complex micromachines produced and driven by light,” Applied Physics Letters, vol. 78, no. 2, pp. 249–251, 2001. (Cité en page 23.)
- [105] M. Liu, T. Zentgraf, Y. Liu, G. Bartal, and X. Zhang, “Light-driven nanoscale plasmonic motors,” Nature Nanotechnology, vol. 5, no. 8, pp. 570–573, 2010. (Cité en page 23.)
- [106] S. Gaugiran, Déplacement de particules et d’objets biologiques sur des guides d’ondes. PhD thesis, Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2005. (Cité en pages 24, 25 et 26.)
- [107] J.-B. Decombe, Développement et application d’une pince optique à fibres nano-structurées. PhD thesis, Université Grenoble Alpes, 2015. (Cité en pages 24 et 25.)
- [108] M. Dienerowitz, M. Mazilu, and K. Dholakia, “Optical manipulation of nanoparticles: a review,” Journal of Nanophotonics, vol. 2, no. 1, pp. 021875–021875, 2008. (Cité en page 25.)
- [109] S. Kawata and T. Sugiura, “Movement of micrometer-sized particles in the evanescent field of a laser beam,” Optics Letters, vol. 17, no. 11, pp. 772–774, 1992. (Cité en pages 26 et 27.)
- [110] T. Čižmár, M. Šiler, M. Šerý, P. Zemánek, V. Garcés-Chávez, and K. Dholakia, “Optical sorting and detection of submicrometer objects in a motional standing wave,” Physical Review B, vol. 74, no. 3, p. 035105, 2006. (Cité en pages 27, 65 et 66.)
- [111] M. Šiler, T. Čižmár, M. Šerý, and P. Zemánek, “Optical forces generated by evanescent standing waves and their usage for sub-micron particle delivery,” Applied Physics B, vol. 84, no. 1-2, pp. 157–165, 2006. (Cité en pages 27, 65 et 66.)
- [112] S. Kuriakose, D. Morrish, X. Gan, J. W. Chon, K. Dholakia, and M. Gu, “Near-field optical trapping with an ultrashort pulsed laser beam,” Applied Physics Letters, vol. 92, no. 8, p. 081108, 2008. (Cité en page 27.)
- [113] V. Garcés-Chávez, R. Quidant, P. Reece, G. Badenes, L. Torner, and K. Dholakia, “Extended organization of colloidal microparticles by surface plasmon polariton excitation,” Physical Review B, vol. 73, no. 8, p. 085417, 2006. (Cité en page 27.)

-
- [114] K. Wang, E. Schonbrun, and K. B. Crozier, “Propulsion of gold nanoparticles with surface plasmon polaritons: evidence of enhanced optical force from near-field coupling between gold particle and gold film,” Nano Letters, vol. 9, no. 7, pp. 2623–2629, 2009. (Cité en page 27.)
- [115] W.-Y. Tsai, J.-S. Huang, and C.-B. Huang, “Selective trapping or rotation of isotropic dielectric microparticles by optical near field in a plasmonic archimedes spiral,” Nano Letters, vol. 14, no. 2, pp. 547–552, 2014. (Cité en page 28.)
- [116] M. J. Morrissey, K. Deasy, M. Frawley, R. Kumar, E. Prel, L. Russell, V. G. Truong, and S. Nic Chormaic, “Spectroscopy, manipulation and trapping of neutral atoms, molecules, and other particles using optical nanofibers: A review,” Sensors, vol. 13, no. 8, pp. 10449–10481, 2013. (Cité en page 28.)
- [117] G. Brambilla, G. S. Murugan, J. Wilkinson, and D. Richardson, “Optical manipulation of microspheres along a subwavelength optical wire,” Optics Letters, vol. 32, no. 20, pp. 3041–3043, 2007. (Cité en page 28.)
- [118] J. D. Swaim, J. Knittel, and W. P. Bowen, “Tapered nanofiber trapping of high-refractive-index nanoparticles,” Applied Physics Letters, vol. 103, no. 20, p. 203111, 2013. (Cité en page 28.)
- [119] G. Brambilla and F. Xu, “Adiabatic submicrometric tapers for optical tweezers,” Electronics Letters, vol. 43, no. 4, pp. 204–206, 2007. (Cité en page 28.)
- [120] J.-B. Decombe, S. Huant, and J. Fick, “Single and dual fiber nano-tip optical tweezers: trapping and analysis,” Optics Express, vol. 21, no. 25, pp. 30521–30531, 2013. (Cité en page 28.)
- [121] D. Erickson, X. Serey, Y.-F. Chen, and S. Mandal, “Nanomanipulation using near field photonics,” Lab on a Chip, vol. 11, no. 6, pp. 995–1009, 2011. (Cité en pages 28, 30 et 64.)
- [122] S. Arnold, D. Keng, S. Shopova, S. Holler, W. Zurawsky, and F. Vollmer, “Whispering gallery mode carousel—a photonic mechanism for enhanced nanoparticle detection in biosensing,” Optics Express, vol. 17, no. 8, pp. 6230–6238, 2009. (Cité en page 28.)
- [123] S. Lin and K. B. Crozier, “Planar silicon microrings as wavelength-multiplexed optical traps for storing and sensing particles,” Lab on a Chip, vol. 11, no. 23, pp. 4047–4051, 2011. (Cité en pages 28 et 30.)
- [124] J. Wang and A. W. Poon, “Unfolding a design rule for microparticle buffering and dropping in microring-resonator-based add-drop devices,” Lab on a Chip, vol. 14, no. 8, pp. 1426–1436, 2014. (Cité en pages 28 et 30.)
- [125] S. Kawata and T. Tani, “Optically driven mie particles in an evanescent field along a channeled waveguide,” Optics Letters, vol. 21, no. 21, pp. 1768–1770, 1996. (Cité en page 28.)
-

- [126] S. Gaugiran, S. Gétin, J. Fedeli, G. Colas, A. Fuchs, F. Chatelain, and J. Dérouard, “Optical manipulation of microparticles and cells on silicon nitride waveguides,” *Optics Express*, vol. 13, no. 18, pp. 6956–6963, 2005. (Cité en page 28.)
- [127] K. Grujic and O. G. Hellesø, “Dielectric microsphere manipulation and chain assembly by counter-propagating waves in a channel waveguide,” *Optics Express*, vol. 15, no. 10, pp. 6470–6477, 2007. (Cité en page 28.)
- [128] A. H. Yang, S. D. Moore, B. S. Schmidt, M. Klug, M. Lipson, and D. Erickson, “Optical manipulation of nanoparticles and biomolecules in sub-wavelength slot waveguides,” *Nature*, vol. 457, no. 7225, pp. 71–75, 2009. (Cité en page 28.)
- [129] M. Soltani, J. Lin, R. A. Forties, J. T. Inman, S. N. Saraf, R. M. Fulbright, M. Lipson, and M. D. Wang, “Nanophotonic trapping for precise manipulation of biomolecular arrays,” *Nature Nanotechnology*, vol. 9, no. 6, pp. 448–452, 2014. (Cité en pages 28, 29, 66, 94, 116 et 134.)
- [130] P. Jing, J. Wu, and L. Y. Lin, “Patterned optical trapping with two-dimensional photonic crystals,” *ACS Photonics*, vol. 1, no. 5, pp. 398–402, 2014. (Cité en page 28.)
- [131] E. Jaquay, L. J. Martínez, N. Huang, C. A. Mejia, D. Sarkar, and M. L. Povinelli, “Light-assisted, templated self-assembly of gold nanoparticle chains,” *Nano Letters*, vol. 14, no. 9, pp. 5184–5188, 2014. (Cité en page 28.)
- [132] L. Milord, E. Gerelli, C. Jamois, A. Harouri, C. Chevalier, P. Viktorovitch, X. Letartre, and T. Benyattou, “Engineering of slow bloch modes for optical trapping,” *Applied Physics Letters*, vol. 106, no. 12, p. 121110, 2015. (Cité en page 28.)
- [133] S. Mandal, X. Serey, and D. Erickson, “Nanomanipulation using silicon photonic crystal resonators,” *Nano Letters*, vol. 10, no. 1, pp. 99–104, 2009. (Cité en pages 28 et 31.)
- [134] Y.-F. Chen, X. Serey, R. Sarkar, P. Chen, and D. Erickson, “Controlled photonic manipulation of proteins and other nanomaterials,” *Nano Letters*, vol. 12, no. 3, pp. 1633–1637, 2012. (Cité en pages 28 et 31.)
- [135] C. Renaut, J. Dellinger, B. Cluzel, T. Honegger, D. Peyrade, E. Picard, F. De Fornel, and E. Hadji, “Assembly of microparticles by optical trapping with a photonic crystal nanocavity,” *Applied Physics Letters*, vol. 100, no. 10, p. 101103, 2012. (Cité en pages 28, 31 et 37.)
- [136] S. Lin and K. B. Crozier, “Trapping-assisted sensing of particles and proteins using on-chip optical microcavities,” *ACS Nano*, vol. 7, no. 2, pp. 1725–1730, 2013. (Cité en pages 28 et 31.)

-
- [137] N. Descharmes, U. P. Dharanipathy, Z. Diao, M. Tonin, and R. Houdré, “Single particle detection, manipulation and analysis with resonant optical trapping in photonic crystals,” Lab on a Chip, vol. 13, no. 16, pp. 3268–3274, 2013. (Cité en pages 28, 31, 44, 48 et 74.)
- [138] N. Descharmes, U. P. Dharanipathy, Z. Diao, M. Tonin, and R. Houdré, “Observation of backaction and self-induced trapping in a planar hollow photonic crystal cavity,” Physical Review Letters, vol. 110, no. 12, p. 123601, 2013. (Cité en pages 28 et 31.)
- [139] T. van Leest and J. Caro, “Cavity-enhanced optical trapping of bacteria using a silicon photonic crystal,” Lab on a Chip, vol. 13, no. 22, pp. 4358–4365, 2013. (Cité en pages 28, 31, 44 et 85.)
- [140] C. Renaut, B. Cluzel, J. Dellinger, L. Lalouat, E. Picard, D. Peyrade, E. Hadji, and F. De Fornel, “On chip shapeable optical tweezers,” Scientific Reports, vol. 3, 2013. (Cité en pages 28, 31, 32 et 76.)
- [141] M. L. Juan, M. Righini, and R. Quidant, “Plasmon nano-optical tweezers,” Nature Photonics, vol. 5, no. 6, pp. 349–356, 2011. (Cité en pages 28 et 30.)
- [142] J.-S. Huang and Y.-T. Yang, “Origin and future of plasmonic optical tweezers,” Nanomaterials, vol. 5, no. 2, pp. 1048–1065, 2015. (Cité en page 28.)
- [143] Y. Tanaka, S. Kaneda, and K. Sasaki, “Nanostructured potential of optical trapping using a plasmonic nanoblock pair,” Nano Letters, vol. 13, no. 5, pp. 2146–2150, 2013. (Cité en pages 28, 32, 66 et 76.)
- [144] J. Berthelot, S. Aćimović, M. Juan, M. Kreuzer, J. Renger, and R. Quidant, “Three-dimensional manipulation with scanning near-field optical nanotweezers,” Nature Nanotechnology, vol. 9, no. 4, pp. 295–299, 2014. (Cité en pages 28, 30 et 75.)
- [145] P.-T. Lin, H.-Y. Chu, T.-W. Lu, and P.-T. Lee, “Trapping particles using waveguide-coupled gold bowtie plasmonic tweezers,” Lab on a Chip, vol. 14, no. 24, pp. 4647–4652, 2014. (Cité en pages 28 et 30.)
- [146] H. Wong, M. Righini, J. Gates, P. Smith, V. Pruneri, and R. Quidant, “On-a-chip surface plasmon tweezers,” Applied Physics Letters, vol. 99, no. 6, p. 061107, 2011. (Cité en page 30.)
- [147] D. O’Dell, X. Serey, and D. Erickson, “Self-assembled photonic-plasmonic nanotweezers for directed self-assembly of hybrid nanostructures,” Applied Physics Letters, vol. 104, no. 4, p. 043112, 2014. (Cité en page 30.)
- [148] A. Rahmani and P. C. Chaumet, “Optical trapping near a photonic crystal,” Optics Express, vol. 14, no. 13, pp. 6353–6358, 2006. (Cité en page 31.)
-

- [149] M. Barth and O. Benson, “Manipulation of dielectric particles using photonic crystal cavities,” Applied Physics L, vol. 89, no. 25, p. 253114, 2006. (Cité en page 31.)
- [150] X. Serey, S. Mandal, and D. Erickson, “Comparison of silicon photonic crystal resonator designs for optical trapping of nanomaterials,” Nanotechnology, vol. 21, no. 30, p. 305202, 2010. (Cité en page 31.)
- [151] M. L. Juan, R. Gordon, Y. Pang, F. Eftekhari, and R. Quidant, “Self-induced back-action optical trapping of dielectric nanoparticles,” Nature Physics, vol. 5, no. 12, pp. 915–919, 2009. (Cité en page 31.)
- [152] P. Mestres, J. Berthelot, and R. Quidant, “Unraveling the optomechanical nature of plasmonic trapping,” arXiv, 2015. (Cité en page 31.)
- [153] Y. Zheng, J. Ryan, P. Hansen, Y.-T. Cheng, T.-J. Lu, and L. Hesselink, “Nano-optical conveyor belt, part ii: Demonstration of handoff between near-field optical traps,” Nano Letters, vol. 14, no. 6, pp. 2971–2976, 2014. (Cité en pages 32 et 76.)
- [154] P. Hansen, Y. Zheng, J. Ryan, and L. Hesselink, “Nano-optical conveyor belt, part i: Theory,” Nano Letters, vol. 14, no. 6, pp. 2965–2970, 2014. (Cité en pages 32 et 76.)
- [155] G. Wang, Z. Ying, H.-p. Ho, Y. Huang, N. Zou, and X. Zhang, “Nano-optical conveyor belt with waveguide-coupled excitation,” Optics Letters, vol. 41, no. 3, pp. 528–531, 2016. (Cité en page 32.)
- [156] C. Renaut, Nanopinces optiques sur puce pour la manipulation de particules diélectriques. PhD thesis, Université de Bourgogne, 2014. (Cité en pages 33, 37, 38 et 40.)
- [157] P. Velha, J.-C. Rodier, P. Lalanne, J.-P. Hugonin, D. Peyrade, E. Picard, T. Charvolin, and E. Hadji, “Ultracompact silicon-on-insulator ridge-waveguide mirrors with high reflectance,” Applied Physics Letters, vol. 89, no. 17, p. 171121, 2006. (Cité en page 36.)
- [158] K. Foubert, Étude en champ proche optique de structures nanophotoniques couplées. PhD thesis, Université de Bourgogne, 2011. (Cité en pages 36, 70 et 71.)
- [159] T. Honegger, Electrocinétique tridimensionnelle de particules colloïdales en géométrie microfluidique et application à la manipulation de cellules. PhD thesis, Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2011. (Cité en page 40.)
- [160] M. Tonin, N. Descharmes, and R. Houdré, “Hybrid pdms/glass microfluidics for high resolution imaging and application to sub-wavelength particle trapping,” Lab on a Chip, 2016. (Cité en pages 44 et 48.)

-
- [161] D. C. Duffy, J. C. McDonald, O. J. Schueller, and G. M. Whitesides, “Rapid prototyping of microfluidic systems in poly-(dimethylsiloxane),” Analytical Chemistry, vol. 70, no. 23, pp. 4974–4984, 1998. (Cité en page 45.)
- [162] O. J. Schueller, D. C. Duffy, J. A. Rogers, S. T. Brittain, and G. M. Whitesides, “Reconfigurable diffraction gratings based on elastomeric microfluidic devices,” Sensors and Actuators A: Physical, vol. 78, no. 2, pp. 149–159, 1999. (Cité en page 45.)
- [163] F. Merenda, J. Rohner, J.-M. Fournier, and R.-P. Salathé, “Miniaturized high-na focusing-mirror multiple optical tweezers,” Optics Express, vol. 15, no. 10, pp. 6075–6086, 2007. (Cité en page 48.)
- [164] N. Chenouard, I. Smal, F. De Chaumont, M. Maška, I. F. Sbalzarini, Y. Gong, J. Cardinale, C. Carthel, S. Coraluppi, M. Winter, et al., “Objective comparison of particle tracking methods,” Nature methods, vol. 11, no. 3, pp. 281–289, 2014. (Cité en page 50.)
- [165] A. Ashkin, J. Dziedzic, J. Bjorkholm, and S. Chu, “Observation of a single-beam gradient force optical trap for dielectric particles,” Optics Letters, vol. 11, no. 5, pp. 288–290, 1986. (Cité en page 57.)
- [166] K. C. Neuman and S. M. Block, “Optical trapping,” Review of scientific instruments, vol. 75, no. 9, pp. 2787–2809, 2004. (Cité en pages 57 et 60.)
- [167] P. Zemánek, A. Jonáš, and M. Liška, “Simplified description of optical forces acting on a nanoparticle in the gaussian standing wave,” Journal of the Optical Society of America A, vol. 19, no. 5, pp. 1025–1034, 2002. (Cité en page 65.)
- [168] A. A. Afanas’ev, A. N. Rubinov, Y. A. Kurochkin, S. Y. Mikhnevich, and I. Ermolaev, “Localisation of spherical particles under the action of a gradient force in an interference field of laser radiation,” Quantum Electronics, vol. 33, no. 3, p. 250, 2003. (Cité en page 65.)
- [169] P. Zemánek, A. Jonáš, P. Jákł, J. Ježek, M. Šerý, and M. Liška, “Theoretical comparison of optical traps created by standing wave and single beam,” Optics Communications, vol. 220, no. 4, pp. 401–412, 2003. (Cité en page 65.)
- [170] T. Čižmár, V. Garcés-Chávez, K. Dholakia, and P. Zemánek, “Optical conveyor belt for delivery of submicron objects,” Applied Physics Letters, vol. 86, no. 17, p. 174101, 2005. (Cité en page 65.)
- [171] O. Moine, Modélisation de forces optiques. PhD thesis, Université Aix - Marseille 3, 2005. (Cité en page 65.)
- [172] I. Ricárdez-Vargas, P. Rodríguez-Montero, R. Ramos-García, and K. Volke-Sepúlveda, “Modulated optical sieve for sorting of polydisperse microparticles,” Applied Physics Letters, vol. 88, no. 12, p. 121116, 2006. (Cité en pages 65 et 66.)
-

- [173] T. M. Grzegorzcyk, B. A. Kemp, and J. A. Kong, “Trapping and binding of an arbitrary number of cylindrical particles in an in-plane electromagnetic field,” Journal of the Optical Society of America A, vol. 23, no. 9, pp. 2324–2330, 2006. (Cité en page 65.)
- [174] P. Jákl, T. Čižmár, M. Šerý, and P. Zemánek, “Static optical sorting in a laser interference field,” Applied Physics Letters, vol. 92, no. 16, p. 161110, 2008. (Cité en pages 65 et 66.)
- [175] W. Mu, Z. Li, L. Luan, G. Spalding, G. Wang, and J. B. Ketterson, “Force measurement on microspheres in an optical standing wave,” Journal of the Optical Society of America B, vol. 25, no. 5, pp. 763–767, 2008. (Cité en page 65.)
- [176] A. V. Arzola, K. Volke-Sepúlveda, and J. L. Mateos, “Force mapping of an extended light pattern in an inclined plane: Deterministic regime,” Optics Express, vol. 17, no. 5, pp. 3429–3440, 2009. (Cité en page 65.)
- [177] M. Šiler and P. Zemanek, “Parametric study of optical forces acting upon nanoparticles in a single, or a standing, evanescent wave,” Journal of Optics, vol. 13, no. 4, p. 044016, 2011. (Cité en page 65.)
- [178] J. M. Taylor, Optical Binding Phenomena: Observations and Mechanisms. PhD thesis, Durham University, 2011. (Cité en page 65.)
- [179] L. Jia and E. L. Thomas, “Optical forces and optical torques on various materials arising from optical lattices in the lorentz-mie regime,” Physical Review B, vol. 84, no. 12, p. 125128, 2011. (Cité en page 65.)
- [180] S. Ahlawat, R. Dasgupta, R. Verma, V. Kumar, and P. Gupta, “Optical sorting in holographic trap arrays by tuning the inter-trap separation,” Journal of Optics, vol. 14, no. 12, p. 125501, 2012. (Cité en page 65.)
- [181] D. Shilkin, E. Lyubin, I. Soboleva, and A. Fedyanin, “Trap position control in the vicinity of reflecting surfaces in optical tweezers,” JETP Letters, vol. 98, no. 10, pp. 644–647, 2014. (Cité en page 65.)
- [182] P. Jakl, A. V. Arzola, M. Šiler, L. Chvátal, K. Volke-Sepulveda, and P. Zemánek, “Optical sorting of nonspherical and living microobjects in moving interference structures,” Optics Express, vol. 22, no. 24, pp. 29746–29760, 2014. (Cité en page 65.)
- [183] M. L. H. Tonin, Piégeage optique résonant et analyse du mouvement de nanoparticules piégées dans des cristaux photoniques à cavités creuses. PhD thesis, École polytechnique fédérale de Lausanne, 2016. (Cité en page 70.)
- [184] K. Foubert, B. Cluzel, L. Lalouat, E. Picard, D. Peyrade, F. De Fornel, and E. Hadji, “Influence of dimensional fluctuations on the optical coupling between nanobeam twin cavities,” Physical Review B, vol. 85, no. 23, p. 235454, 2012. (Cité en page 71.)

-
- [185] L. Lalouat, Interaction en champ proche entre une sonde nanométrique et le champ de composants à cristal photonique:interaction faible, microscopie spatialement hautement résolue-interaction forte, contrôle des propriétés du composant. PhD thesis, Université de Bourgogne, 2008. (Cité en page 71.)
- [186] B. J. Roxworthy, K. D. Ko, A. Kumar, K. H. Fung, E. K. Chow, G. L. Liu, N. X. Fang, and K. C. Toussaint Jr, “Application of plasmonic bowtie nanoantenna arrays for optical trapping, stacking, and sorting,” Nano Letters, vol. 12, no. 2, pp. 796–801, 2012. (Cité en page 74.)
- [187] B. J. Roxworthy, A. M. Bhuiya, S. P. Vanka, and K. C. Toussaint Jr, “Understanding and controlling plasmon-induced convection,” Nature Communications, vol. 5, 2014. (Cité en page 74.)
- [188] J. C. Ndukaife, A. V. Kildishev, A. G. A. Nnanna, V. M. Shalaev, S. T. Wereley, and A. Boltasseva, “Long-range and rapid transport of individual nano-objects by a hybrid electrothermoplasmonic nanotweezer,” Nature Nanotechnology, 2015. (Cité en page 74.)
- [189] A. El Eter, N. M. Hameed, F. I. Baida, R. Salut, C. Filiatre, D. Nedeljkovic, E. Atie, S. Bole, T. Grosjean, et al., “Fiber-integrated optical nano-tweezer based on a bowtie-aperture nano-antenna at the apex of a snom tip,” Optics Express, vol. 22, no. 8, pp. 10072–10080, 2014. (Cité en page 75.)
- [190] R. M. Gelfand, S. Wheaton, and R. Gordon, “Cleaved fiber optic double nanohole optical tweezers for trapping nanoparticles,” Optics Letters, vol. 39, no. 22, pp. 6415–6417, 2014. (Cité en page 75.)
- [191] Z. Kang, H. Lu, J. Chen, K. Chen, F. Xu, and H.-P. Ho, “Plasmonic graded nano-disks as nano-optical conveyor belt,” Optics Express, vol. 22, no. 16, pp. 19567–19572, 2014. (Cité en page 76.)
- [192] G. Vizsnyiczai, T. Lestyán, J. Joniova, B. L. Aekbote, A. Strejčková, P. Ormos, P. Miskovsky, L. Kelemen, and G. Bánó, “Optically trapped surface-enhanced raman probes prepared by silver photoreduction to 3d microstructures,” Langmuir, vol. 31, no. 36, pp. 10087–10093, 2015. (Cité en page 79.)
- [193] D. Palima, A. R. Bañas, G. Vizsnyiczai, L. Kelemen, P. Ormos, and J. Glückstad, “Wave-guided optical waveguides,” Optics Express, vol. 20, no. 3, pp. 2004–2014, 2012. (Cité en page 79.)
- [194] M. Villangca, A. Bañas, D. Palima, and J. Glückstad, “Dynamic diffraction-limited light-coupling of 3d-manuevered wave-guided optical waveguides,” Optics Express, vol. 22, no. 15, pp. 17880–17889, 2014. (Cité en page 79.)
- [195] <http://leonardo.inf.um.es/macromol/programs/hydro++/hydro++.htm>. (Cité en page 85.)
-

- [196] J. Garcia de La Torre, S. Navarro, M. L. Martinez, F. Diaz, and J. L. Cascales, “Hydro: a computer program for the prediction of hydrodynamic properties of macromolecules,” Biophysical Journal, vol. 67, no. 2, p. 530, 1994. (Cité en page 85.)
- [197] J. Garcia de la Torre, G. del Rio Echenique, and A. Ortega, “Improved calculation of rotational diffusion and intrinsic viscosity of bead models for macromolecules and nanoparticles,” The Journal of Physical Chemistry B, vol. 111, no. 5, pp. 955–961, 2007. (Cité en page 85.)
- [198] G. L. Hunter, K. V. Edmond, M. T. Elsesser, and E. R. Weeks, “Tracking rotational diffusion of colloidal clusters,” Optics Express, vol. 19, no. 18, pp. 17189–17202, 2011. (Cité en page 85.)
- [199] M. Burgis, V. Schaller, M. Glässl, B. Kaiser, W. Köhler, A. Krekhov, and W. Zimmermann, “Anomalous diffusion in viscosity landscapes,” New Journal of Physics, vol. 13, no. 4, p. 043031, 2011. (Cité en page 85.)
- [200] E. Higurashi, H. Ukita, H. Tanaka, and O. Ohguchi, “Optically induced rotation of anisotropic micro-objects fabricated by surface micromachining,” Applied Physics Letters, vol. 64, no. 17, pp. 2209–2210, 1994. (Cité en page 91.)
- [201] S. Maruo, A. Takaura, and Y. Saito, “Optically driven micropump with a twin spiral microrotor,” Optics Express, vol. 17, no. 21, pp. 18525–18532, 2009. (Cité en page 91.)
- [202] G. A. Swartzlander Jr, T. J. Peterson, A. B. Artusio-Glimpse, and A. D. Raisanen, “Stable optical lift,” Nature Photonics, vol. 5, no. 1, pp. 48–51, 2011. (Cité en page 91.)
- [203] J. Glückstad, “Optical manipulation: Sculpting the object,” Nature Photonics, vol. 5, no. 1, pp. 7–8, 2011. (Cité en page 91.)
- [204] A. W. Snyder and J. Love, Optical waveguide theory. 1983. (Cité en pages 97 et 98.)
- [205] M. Balistreri, A. Driessen, J. Korterik, L. Kuipers, and N. Van Hulst, “Quasi interference of perpendicularly polarized guided modes observed with a photon scanning tunneling microscope,” Optics Letters, vol. 25, no. 9, pp. 637–639, 2000. (Cité en page 98.)
- [206] M. Balistreri, J. Korterik, L. Kuipers, and N. Van Hulst, “Local observations of phase singularities in optical fields in waveguide structures,” Physical Review Letters, vol. 85, no. 2, p. 294, 2000. (Cité en page 98.)
- [207] M. A. Taylor, M. Waleed, A. B. Stilgoe, H. Rubinsztein-Dunlop, and W. P. Bowen, “Enhanced optical trapping via structured scattering,” Nature Photonics, 2015. (Cité en page 98.)

Liste de Communications

Articles

- Christophe Pin, Benoit Cluzel, Claude Renaut, David Peyrade, Emmanuel Picard, Emmanuel Hadji et Frédérique De Fornel, *Optofluidic Taming of a Colloidal Dimer with a Silicon Nanocavity*, Applied Physics Letters **105**, 171108 (2014)
doi: 10.1063/1.4900925
- Christophe Pin, Benoit Cluzel, Claude Renaut, Emmanuel Picard, David Peyrade, Emmanuel Hadji et Frédérique De Fornel, *Optofluidic Near-Field Optical Microscopy: Near-field Mapping of a Silicon Nanocavity Using Trapped Microbeads*, ACS Photonics **2**, pp. 1410–1415 (2015)
doi: 10.1021/acsp Photonics.5b00353

Présentations orales

- Christophe Pin, Claude Renaut, Emmanuel Picard, Emmanuel Hadji, David Peyrade, Frédérique De Fornel et Benoit Cluzel, *Optofluidic chip with integrated photonic tweezers*, 6th Mediterranean Conference on Nano-Photonics (MediNano-6), Lyon (Octobre 2013)
- Christophe Pin, Claude Renaut, Emmanuel Picard, Emmanuel Hadji, David Peyrade, Frédérique De Fornel et Benoit Cluzel, *De la cavité photonique à la pince optique intégrée sur puce optofluidique*, Journée de la Photonique, Dijon (Décembre 2013)
- Christophe Pin, Claude Renaut, Emmanuel Picard, Emmanuel Hadji, David Peyrade, Frédérique De Fornel et Benoit Cluzel, *On-chip photonic tweezers: from optical trapping to manipulation of microparticles*, SPIE Photonics Europe 2014, Bruxelles (Avril 2014)
- Christophe Pin, Claude Renaut, Emmanuel Picard, Emmanuel Hadji, David Peyrade, Frédérique De Fornel et Benoit Cluzel, *On-chip photonic tweezers: integrated tools for optical trapping, self-assembly and micromanipulation*, SPIE Optics+Photonics 2014 : NanoScience + Engineering, « Optical Trapping and Optical Micromanipulation XI », San Diego (Août 2014)
- Christophe Pin, Claude Renaut, Emmanuel Picard, Emmanuel Hadji, David Pey-

- rade, Frédérique De Fornel et Benoit Cluzel, *Micro-Girouette & Sondes Browniennes : Applications des Forces Optiques dans le Champ Proche des Nanocavités*, Journées Thématiques GDR Ondes, Dijon (Janvier 2015)
- Christophe Pin, Claude Renault, Emmanuel Picard, David Peyrade, Emmanuel Hadji, Frédérique De Fornel et Benoit Cluzel, *Optofluidic near-field optical microscopy: How microbeads can reveal photonic nanopatterns*, 14th International Conference on Near-Field Optics, Nanophotonics, and Related Techniques (NFO-14), Hamamatsu (Septembre 2016)

Posters

- Christophe Pin, Claude Renault, Emmanuel Picard, Emmanuel Hadji, David Peyrade, Frédérique De Fornel et Benoit Cluzel, *Pince photonique intégrée sur puce microfluidique*, Assemblée Générale du GDR Ondes : « Interférences d'Ondes », Dijon (Octobre 2013)
- Christophe Pin, Claude Renault, Emmanuel Picard, Emmanuel Hadji, David Peyrade, Frédérique De Fornel et Benoit Cluzel, *Optical forces in the near-field of photonic nanocavities*, 13th International Conference on Near-Field Optics, Nanophotonics, and Related Techniques (NFO-13), Salt Lake City (Septembre 2014)
- Christophe Pin, Claude Renault, Emmanuel Picard, David Peyrade, Emmanuel Hadji, Frédérique De Fornel et Benoit Cluzel, *Micro flow vane & Brownian probes: Applications of optical forces in the near-field of nanocavities*, EOS Optofluidics 3 (EOSOF 2015), Munich (Juin 2015)
- Christophe Pin, Claude Renault, Manon Tardif, Jean-Baptiste Jager, Emmanuel Picard, David Peyrade, Emmanuel Hadji, Frédérique De Fornel et Benoit Cluzel, *Resonance, Interference and Near-Field Optical Forces on a Chip*, Assemblée Générale du GDR Ondes : « Interférences d'Ondes », Dijon (Octobre 2015)
- Christophe Pin, Claude Renault, Manon Tardif, Jean-Baptiste Jager, Emmanuel Picard, David Peyrade, Emmanuel Hadji, Frédérique De Fornel et Benoit Cluzel, *Resonance, Interference and Near-Field Optical Forces on a Chip*, Séminaire Dautreppe 2015 : Photonique, Grenoble (Décembre 2015)

Piégeage et manipulation d'objets colloïdaux à l'aide de structures photoniques en silicium intégrées dans des puces optofluidiques

Résumé : Les champs électromagnétiques évanescents sont à l'origine de forces optiques de champ proche, comme par exemple à la surface de guides d'onde ou de nanocavités photoniques où la lumière se trouve très fortement confinée. Ces forces sans-contact peuvent être avantageusement utilisées pour piéger et manipuler des micro- et nano-objets en solution. Cette thèse a pour but l'étude de ces interactions et de leurs potentielles applications. Le premier chapitre consiste en une brève introduction aux domaines des systèmes colloïdaux et du piégeage optique, notamment en champ proche. Le deuxième chapitre présente les moyens instrumentaux utilisés, ainsi que le procédé mis au point pour la fabrication de puces optofluidiques dotées d'un canal microfluidique. Le troisième chapitre est dédié à l'étude du potentiel de piégeage perçu par des microbilles de $2\ \mu\text{m}$, $1\ \mu\text{m}$ et $500\ \text{nm}$ à la surface d'une nanocavité photonique, et aboutit à la notion de microscopie optofluidique en champ proche optique. Dans le quatrième chapitre, nous étudions le comportement dynamique et la manipulation d'agrégats de microbilles piégés en présence d'écoulements. Le dernier chapitre est consacré à l'étude du piégeage et de la manipulation de microbilles à la surface de guides d'onde sous l'action de modes copropagatifs.

Mots clés : Optofluidique, photonique silicium, nanocavité photonique, guide d'onde optique, pince optique, champ proche optique.

Trapping and manipulation of colloidal objects using silicon photonic structures integrated into optofluidic chips

Abstract: Near-field optical forces arise from evanescent electromagnetic fields, such as in the near-field of photonic waveguides and nanocavities where light is highly confined. These contactless forces can be advantageously used to trap and manipulate micro- and nano-objects in solution. This thesis aims at studying these intriguing interactions and investigating their potential applications. The first chapter is an introduction to the fields of colloidal systems and optical trapping, more especially using near-field optical forces. The second chapter presents the experimental setup and the process used to fabricate optofluidic chips with microfluidic channels. The trapping potential experienced by $2\ \mu\text{m}$, $1\ \mu\text{m}$, and $500\ \text{nm}$ microbeads at the surface of a photonic nanocavity is studied in the third chapter. Our results lead to the concept of optofluidic near-field optical microscopy. In the fourth chapter, we study the dynamics and the manipulation of trapped microbeads clusters in fluidic flows. The last chapter focuses on the trapping and the manipulation of microbeads at the surface of waveguides using copropagating modes.

Keywords: Optofluidics, silicon photonics, photonic nanocavity, optical waveguide, optical tweezers, near-field optics.
