



HAL
open science

Nanopinces optiques sur puce pour la manipulation de particules diélectriques

Claude Renault

► **To cite this version:**

Claude Renault. Nanopinces optiques sur puce pour la manipulation de particules diélectriques. Optique [physics.optics]. Université de Bourgogne, 2014. Français. NNT: 2014DIJOS010. tel-01124346

HAL Id: tel-01124346

<https://theses.hal.science/tel-01124346>

Submitted on 6 Mar 2015

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

École Doctorale Carnot - Pasteur

THÈSE

Présentée et soutenue publiquement par

Claude RENAUT

Ingénieur de l'École Supérieure d'Ingénieur de Recherche en Matériaux

Pour obtenir le grade de :

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE BOURGOGNE

Discipline: Physique

Nanopinces optiques sur puce pour la manipulation de particules diélectriques

Soutenue le 20 mai 2014 devant la commission d'examen :

Rapporteurs :	Yong CHEN	Directeur de Recherche, École Normale Supérieure, Paris
	Romain QUIDANT	Professeur, Institut de Ciències Fotòniques, Barcelone
Examineurs :	Romuald HOUDRÉ	Professeur, École Polytechnique Fédérale de Lausanne
	Hervé MAILLOTTE	Directeur de Recherche, FEMTO-ST, Besançon
Directeur de thèse :	Frédérique DE FORNEL	Directeur de Recherche, Laboratoire ICB, Dijon
Co-directeurs de thèse :	Benoît CLUZEL	Maître de Conférence, Université de Bourgogne, Dijon
	David PEYRADE	Chargé de Recherche, LTM-CNRS, Grenoble
Membre invité :	Emmanuel PICARD	Ingénieur, CEA Grenoble

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

Avant de commencer ces remerciements, j'aimerais rappeler l'aventure humaine exceptionnelle que représente la thèse de doctorat. C'est une aventure au plein du mot, une expérience humaine riche et surprenante qui permet de sonder ses propres limites et de découvrir que l'on ne peut rien faire tout seul.

Dans le cadre de cette thèse j'ai évolué dans un consortium entre trois laboratoires. Deux en Isère et l'autre en Bourgogne. Deux des laboratoires du consortium le Groupe d'Optique de Champ Proche (LICB) de l'Université de Bourgogne et le laboratoire Silicium Nanoélectronique Photonique et Structure (SiNaPS) du CEA-Grenoble animent communément le laboratoire de recherche correspondant SINOPTIQ, autour d'activités de recherche en photonique. Le troisième laboratoire de ce consortium, le Laboratoire des Technologies de la Microélectronique (LTM) du CNRS (implanté sur le site du CEA-Grenoble) collabore étroitement avec les deux autres laboratoires depuis de nombreuses années sur différentes thématiques dont celle qui va nous intéresser dans la suite, la photonique silicium. J'ai donc été accueilli dans ces trois laboratoires et j'ai pu bénéficier de tout leur potentiel. Pour simplifier mon travail, j'étais rattaché au laboratoire SiNaPS sur le campus Minattec du CEA-Grenoble à quelques centaines de mètres du LTM et j'effectuais les déplacements qui s'avéraient nécessaires à Dijon.

Je vais m'efforcer de n'oublier personne. J'aimerais d'abord remercier les membres du jury de soutenance. Ma plus grande reconnaissance à MM. Yong Chen et Romain Quidant qui ont accepté de rapporter cette thèse. Toute ma gratitude à MM. Hervé Maillote et Romuald Houdré qui ont accepté d'examiner mon travail. Un merci général à tous les membres du jury pour la qualité de leurs remarques et questions et l'accueil favorable qu'ils ont manifesté devant mes travaux.

Je remercie en particulier Frédérique de Fornel, ma directrice de thèse et chef du Groupe d'Optique de Champ Proche. Toujours disponible et généreuse de son temps, Frédérique a contribué à me faciliter la tâche en aplanissant quelques difficultés matérielles et en m'offrant un accueil attentif dans son laboratoire.

Vient ensuite Benoît Cluzel, toujours présent, toujours de bonne humeur, qui m'a beaucoup appris sur le plan expérimental et qui m'a fortement soutenu dans la rédaction des articles. Il a eu aussi la générosité de m'héberger et ainsi j'ai fait connaissance de toute sa petite famille. Merci pour ce partage chaleureux ! J'ai passé de très bons moments avec vous.

Toute ma reconnaissance aussi à Emmanuel Hadji, responsable du laboratoire SiNaPS. Emmanuel m'a aimablement accueilli et instruit des choses importantes qu'il faut savoir quand on travaille dans une institution et sur un secteur concurrentiel. Il a de plus marqué beaucoup d'intérêt pour mon travail ce qui m'a fortement encouragé. J'ai eu l'appréciable avantage de travailler avec Emmanuel Picard, Ensemble nous avons fait évoluer le banc de transmission de Grenoble pour en faire l'instrument que l'on connaît aujourd'hui. J'ai beaucoup appris d'Emmanuel aussi bien en photonique qu'en sport. Nous avons partagé de merveilleux moments de ski alpin et des sorties vélo épuisantes pour moi mais plus tranquilles pour lui. J'ai plus de souvenirs de la montée du Luitel que de l'Alpe d'Huez!

Je dois aussi beaucoup à un autre homme clé du duo grenoblois : David Peyrade du LTM. Il est détenteur d'une expérience sans égale en nano-fabrication. David m'a formé aux outils nécessaires à la lithographie électronique. Il a su, grâce à une grande patience et une détermination sans faille me guider vers les bonnes décisions. Nous avons beaucoup discuté au cours des pauses de midi sur la persévérance dans les manipes pour que la recherche avance.

Mes plus vifs remerciements vont à trois collègues et amis du SiNaPS : Vincent Calvo, Eric Delamadeleine et Jean-Baptiste Jager. Merci à Vincent pour ses conseils judicieux et les discussions sur des points de physiques. Merci à Eric pour son assistance aussi bien pour la mécanique que pour les licences des logiciels. Merci à Jean-Baptiste pour son aide dans certaines manipes et les prêts de matériels. J'ai été très sensible à votre venue à Dijon pour la soutenance. Même Laurence était au rendez-vous. Prenez soin de vous et courage pour la musique.

Jean Dellinger a été d'une aide précieuse par son ingéniosité et sa vivacité d'esprit. Partageant des racines Lorraines communes nous avons trouvé de nombreux terrains d'entente.

Loïc Lalouat est pour moi un transmetteur. Il m'a gratifié d'une partie de son expérience sur les microscopes en champ proche. Il m'a été aussi d'une aide précieuse concernant la simulation électromagnétique.

Kevin Foubert a été mon prédécesseur sur le banc de Grenoble. Je l'ai côtoyé ensuite au CEA. Nous avons testé ensemble dans des conditions réelles la première mouture d'un prototype de détecteur. Merci Kevin pour ton aide indéfectible.

Toute ma reconnaissance amicale à Marlène Petit et Olivier Demichel qui m'ont supporté et accueilli à la fin de cette thèse aussi bien au bureau que chez eux.

Merci à mon irremplaçable Quentin Benoît à la Guillaume, s'il n'avait pas été il aurait fallu l'inventer. Sans pareil pour avoir des idées. Sans égal comme artiste, car sans lui certaines de mes illustrations seraient bien fades. Nous avons partagé des moments exceptionnels ensemble, pas toujours centrés sur nos travaux respectifs. A toi et à Aurélie je vous souhaite le meilleur et vous remercie.

Thérèse Gorisse, Maxime Bossard, Jean-Yves Simon et Christophe Pin, ensemble nous participions tous les mercredis soir, au Phenomen bar, à des quiz musicaux. Maxime bonne chance pour la rédaction et Christophe bonne continuation dans la thèse et que la force soit avec toi, Thérèse amuse toi bien à Bordeaux!

Je remercie très amicalement Marc Zelsmann du LTM. Marc a toujours été là pour répondre à des questionnements concernant le banc de transmission de Grenoble. Sur un autre plan Marc et David Fuard du LTM sont les organisateurs des sorties vélo SiNaPS-LTM. Ils m'ont permis de visiter les cols et montées célèbres du pays grenoblois. C'était super!

Mon immense gratitude à Thomas Bernardin, bourguignon d'origine que j'ai rencontré à Grenoble en stage, un fervent adepte de linux. Nous avons été dans même bureau au CEA pendant le stage. Thomas m'a appris les rudiments de LaTeX. Chaque fois que je peux, je viens le voir quand je viens à Dijon. Je suis toujours ravi d'être accueilli chez Fanny, Thomas et Lucas. Merci pour tout, ne changez rien, vous êtes géniaux.

Mes amitiés les plus sincères à mes deux acolytes, bourguignon d'origine, Julien Cordeiro et Michel Moussus. J'ai partagé beaucoup de bons moments avec eux, les sorties en vélo ou les sorties ski à Prapoutel. Je sais ce que vous allez dire. "Nan mais Claude, viens en au fait." J'y arrive, merci les gars et bonne continuation.

Ma sincère reconnaissance à Fleur Thissandier. Nous avons sympathisé pendant les cours de ski de l'association sportive du CEA. J'ai partagé de bons moments au ski avec Fleur. Merci pour tout.

Évidemment mes souhaits les meilleurs aux autres collègues du SiNaPS, du LTM et de l'UB. Amit Solanki qui continue sa carrière de chercheur à Harvard, Ludovic Dupré qui pour l'instant profite des joies du sport au grand air, Clarisse Benoît qui va bientôt rédiger sa thèse, Guillaume Rosaz toujours là pour prodiguer de bons conseils à ses cadets et qui a rejoint le CERN, Thibault Honegger fraîchement revenu du MIT et embauché au CNRS encore bravo, Olivier Lecarme qui revient du Japon avec plein d'idées en tête, Karim Hassan tous mes encouragements pour la suite ; Simon Debrand bonne fin de rédaction, Pauline Vitry et Ece-Neslihan Aybeke pour leur gaieté et leur bonne humeur. Vous m'avez tous permis d'avancer, merci.

A Thibault Ricart, un Mac Gyver grandeur nature j'adresse mes plus sincères amitiés. J'ai beaucoup apprécié les BBQ, les soirées mix et les fléchettes chez toi. Je crois qu'à la colloc ils vont s'en rappeler encore longtemps de ces fameuses vacances au ski. Vive Enerbee!

Kevin Berton un spécialiste des technologies de la microélectronique sans qui beaucoup de choses n'auraient pas été possibles dans ma thèse et dans celle des copains. Pour tes conseils et ton aide en salle blanche et pour la LAN, Cloud te remercie.

Je voudrais aussi dire un grand merci à toute l'équipe fil du SiNaPS-LTM, je m'adresse bien sûr à Pascal Gentil, André Barski, Nicolas Pauc, Basem Salem et Virginie Brouzet. J'ai appris au fil de vos présentations quelques trucs sur la croissance des fils. Et un merci particulier à Pascal qui se donne le mal d'aller chercher le café. Et Virginie, ne t'inquiète pas, tout s'est bien passé c'était super.

M. Thomas Charvolin responsable de la salle de chimie du SiNaPS, merci pour tous tes conseils et le prêt des roseaux pour le hautbois.

Noémie et Laurent il est temps que je vous remercie pour tout le soutien que vous m'avez apporté.

Je voudrais aussi remercier toutes les personnes qui ont fait le déplacement depuis la Moselle, la Meurthe et Moselle, la Côte d'Or, l'Isère, les Alpes Maritimes, la famille les amis, les parents des amis, les cousins, les cousines, les tontons, les tatas, ma marraine, mon parrain et bien évidemment mes parents qui ont insisté pour tout préparer pour le pot de thèse et c'était super merci mes chers parents.

Il est fort probable que j'ai omis certains d'entre vous et je voudrais par avance que vous acceptiez mes excuses. Ne cherchez pas ici un acte délibéré mais une erreur. Il va de soi que je remercie toutes les personnes que j'ai pu croiser au CEA au LTM et à l'UB qui m'ont aidé et inversement. Bonne réussite à tous et pour ceux qui vont tourner la page une bonne lecture.

"Toute science repose sur l'expérience, non pas seulement dans son contenu, mais dans sa forme ou ses conditions."

– Emmanuel Kant, *Critique de la raison pure*

Table des matières

Introduction	1
1 État de l’art	3
1.1 Différentes approches pour la manipulation de suspensions colloïdales	4
1.2 La manipulation de particules par forces optiques	6
1.3 Les pinces optiques en espace libre	8
1.3.1 Les pinces optiques conventionnelles	8
1.3.2 Les pinces optiques à base de faisceaux structurés	9
1.3.3 Manipulation de particules à l’aide de fibres optiques	12
1.4 Manipulation de particules par ondes évanescentes	14
1.4.1 Prismes, guides d’ondes et anneaux	14
1.4.2 Les nanostructures plasmoniques	17
1.4.3 Les pinces optiques sur puces à base de cavités photoniques .	22
1.5 Conclusion	26
2 Outils expérimentaux pour l’étude des nanopinces sur puce	27
2.1 Nanocavités comme brique de base pour les pinces optiques	28
2.2 Fabrication des nanopinces optiques sur puce	30
2.2.1 Contraintes de la cellule microfluidique	30
2.2.2 Les structures photoniques intégrées	31
2.2.2.1 Lithographie électronique des structures photoniques	32
2.2.2.2 Gravure et nettoyage des structures photoniques . .	33
2.2.3 Fabrication de la cellule microfluidique	34
2.2.3.1 Fabrication d’une couche uniforme de PDMS	34
2.2.3.2 Montage de la cellule fluïdique	34
2.3 Caractérisations optiques en champ proche et transmission	35
2.3.1 Microscope en champ proche optique	36
2.4 Développement du banc de mesures optofluïdiques	38
2.4.1 Banc de spectroscopie de transmission existant	38
2.4.2 Évolution du banc de mesures	39
2.4.2.1 Adaptation de l’injection	39
2.4.2.2 Porte échantillon dédié à l’optofluïdique	40
2.4.3 Visualisation et enregistrement du mouvement des particules .	41
2.4.4 Interfaçage informatique de l’expérience	43
2.4.5 Description des outils d’analyse d’images et de suivi de particules	45
2.5 Conclusion	47

3	Piégeage de particules sur puce : preuve de principe	49
3.1	Propriétés des cavités immergées	49
3.1.1	Décalage spectral et facteur de qualité	50
3.1.2	Distribution du champ électromagnétique	51
3.1.3	Réponse en puissance et dissipation des effets thermiques	53
3.2	Preuve de principe du piégeage des particules	55
3.2.1	Les particules en suspension	55
3.2.2	Piégeage de particules de différents diamètres	56
3.3	Conclusion	61
4	Piégeage des particules de $1 \mu m$ de diamètre	63
4.1	Suivi de la trajectoire des particules	63
4.1.1	Position de piégeage, champ d'action de la cavité	63
4.1.2	Évolution en puissance de la distance d'interaction de la cavité	65
4.2	Perturbation de la transmission par les événements de piégeage	67
4.3	Assemblage auto-organisé de particules	69
4.4	Conclusion	72
5	Pinces optiques à base de cavités couplées	73
5.1	Les pinces optiques couplées	73
5.2	Piégeage, détection et assemblage	75
5.2.1	Propriétés optiques de la structure couplée	75
5.2.2	Piégeage et détection de particules sur deux cavités couplées	77
5.3	Contrôle linéaire du mouvement de particules	80
5.3.1	Propriétés optiques de la structure couplée	80
5.3.2	Mise en évidence du déplacement des particules	82
5.4	Contrôle optique de la rotation d'un assemblage	85
5.4.1	Propriétés optiques des cavités couplées	85
5.4.2	Mise en évidence de la rotation d'un assemblage	87
5.5	Conclusion	90
6	Assemblage et auto-organisation des particules	93
6.1	Assemblage de particules avec une cavité	93
6.2	Assemblage de particules avec les cavités couplées	94
6.3	Analyse et discussion des assemblages	96
	Conclusion générale	99
	Bibliographie	103

Introduction

Depuis leur découverte, les forces optiques ont suscité beaucoup d'intérêt. Kepler est le premier à s'intéresser à l'action mécanique de la lumière sur la matière inspirée de la traînée des comètes. Il postule que la queue des comètes est créée par une pression radiative d'origine lumineuse provenant de l'étoile la plus proche de la comète. Ceci vient naturellement pour lui du fait que la direction de la queue des comètes est toujours opposée au soleil. En 1746, Euler propose une démonstration mathématique du phénomène. Il explique qu'une onde lumineuse exerce une force sur la surface d'un corps placé dans la direction de propagation de cette lumière [1]. Maxwell en 1873 renforce cette idée en théorisant la force exercée par la lumière sur la matière communément appelée pression de radiation dans son traité sur l'électricité et le magnétisme [2, 3].

En 1873, un autre physicien Crookes, tente de mettre en évidence la pression de radiation. Il construit un appareil constitué d'un moulin dans une ampoule sous un vide partiel. Ce moulin porte quatre ailettes de mica, chacune possède une face réfléchissante et une face absorbante. Lorsque Crookes illumine son moulin, il observe la rotation des faces absorbantes vers les faces réfléchissantes. L'action de la pression de radiation aurait dû repousser les faces réfléchissantes du moulin. Il met en fait en évidence avec ce dispositif les forces dites radiométriques. Les explications concernant l'appareil de Crookes seront données quelques années plus tard par Maxwell et Reynolds [4]. Mais jusque là aucune action mécanique à distance purement optique n'est observée en laboratoire.

On attendra 1900 et Lebedev pour la première mise en évidence en laboratoire de l'action de forces optiques sur des particules macroscopiques [5]. L'année suivante Nicols et Hull vont renouveler l'expérience réalisée par Lebedev mais cette fois en milieu gazeux [6]. Néanmoins l'exploitation de ces effets semble difficile avant l'invention du laser.

Lorsqu'on s'intéresse à des objets colloïdaux un outil adapté est nécessaire à les manipuler. Les pinces optiques répondent à ce besoin mais lorsque l'objet à analyser est fragile (élément biologique, cellule ...) un flux laser direct peut poser des problèmes. Grâce à l'optique intégrée (guide d'onde, jonction Y, anneau, cavité) nous pouvons concevoir des systèmes de manipulation de particules dans lesquels les ondes évanescentes servent à piéger l'objet. En effet, l'utilisation des ondes évanescentes permet d'augmenter l'efficacité des systèmes de piégeage de particules en bénéficiant de la localisation des ondes électromagnétique en-dessous de la limite fixée par Ernst Karl Abbe. Par ailleurs, l'utilisation de l'optique intégrée permet l'intégration des instruments utiles à la manipulation d'objets et offre la possibilité de créer un laboratoire

sur puce.

Dans ce mémoire, nous passons en revue quelques unes des techniques de manipulation optique de particules, en se focalisant sur les systèmes intégrés. Ce premier chapitre montre le domaine d'application, avec les différentes solutions technologiques, en espace libre ou en optique intégrée. Pour le domaine particulier de l'optique intégrée, nous avons choisi de séparer les systèmes qui utilisent des guides d'onde des cavités, des nano-antennes plasmoniques ou des cristaux photoniques. Certes, les systèmes intégrés ne sont pas aujourd'hui aussi simples d'utilisation et aboutis que les pinces en espace libre mais étant généralement assez récents, ils nécessitent encore un peu de développement avant leur utilisation par les biologistes ou les physiciens.

Dans le second chapitre, nous aborderons le vif du sujet à savoir la manipulation de particules au voisinage du champ de cavités. Nous présentons les différentes phases de la fabrication des nanocavités en silicium sur isolant pour le piégeage et la manipulation de particules sur puce. Ensuite, nous expliquons comment les cellules fluidiques sont réalisées pour aboutir à la cellule optofluidique. Enfin, nous présentons les différents outils expérimentaux utilisés et les développements qui nous ont amenés à la réalisation d'un banc optique adapté à l'étude du déplacements des particules dans les cellules optofluidiques.

Le chapitre trois présente l'étude des propriétés des cavités dans l'air et immergées. Ensuite, nous montrons la preuve de principe du piégeage de particules de différents diamètres par les nanocavités.

Dans le quatrième chapitre nous analysons la position de piégeage des particules de $1\ \mu\text{m}$ de diamètre par rapport à la cavité ainsi que le champ d'action de cette interaction. Une étude du signal transmis par la cavité pendant le piégeage de particules sera présentée.

Le chapitre cinq est dédié aux systèmes de cavités couplées. Ces systèmes forment des pièges à géométrie de champ configurable par la longueur d'onde. La localisation des particules sera analysée par rapport aux différents modes optiques des cavités couplées.

Enfin, l'ultime chapitre de ce manuscrit est consacré à l'étude des différents assemblages de particules de polystyrène au-dessus des différentes cavités et des systèmes de cavités couplées étudiés.

Nous terminerons ce manuscrit par quelques conclusions et présenterons quelques perspectives à ce travail.

1

État de l'art

Sommaire

1.1	Différentes approches pour la manipulation de suspensions colloïdales	4
1.2	La manipulation de particules par forces optiques	6
1.3	Les pinces optiques en espace libre	8
1.3.1	Les pinces optiques conventionnelles	8
1.3.2	Les pinces optiques à base de faisceaux structurés	9
1.3.3	Manipulation de particules à l'aide de fibres optiques	12
1.4	Manipulation de particules par ondes évanescentes	14
1.4.1	Prismes, guides d'ondes et anneaux	14
1.4.2	Les nanostructures plasmoniques	17
1.4.3	Les pinces optiques sur puces à base de cavités photoniques	22
1.5	Conclusion	26

Les pinces optiques permettent de maintenir immobile et de déplacer un objet de taille microscopique sans contact direct. Les lasers les plus couramment utilisés pour fabriquer des pinces optiques conventionnelles sont de types continus et de puissance relativement faible ($0,1$ à 1 W) pour limiter les risques de détériorations thermiques ou photochimiques.

En biologie, les pinces optiques sont utilisées en majorité pour la manipulation de cellules et l'analyse des propriétés élastiques des matériaux biologiques. Les pinces optiques permettent de sélectionner, d'immobiliser et de manipuler différents types cellulaires et organismes unicellulaires : bactéries, virus, spermatozoïdes, globules rouges, cellules rétinienne [7]. Pour ne donner qu'un exemple dans ce domaine, la manipulation optique de particules mobiles comme les spermatozoïdes a permis de mesurer leurs forces de propulsion flagellaire et d'échappement du piège optique, ce qui constitue un moyen de diagnostic de certaines stérilités. Le développement d'outils de manipulation optique de cellules et de molécules ayant un intérêt pour la biologie ouvre de nouveaux champs de recherche [8, 9].

Dans ce chapitre nous présentons différentes méthodes de piégeage et de manipulation de suspensions colloïdales par forces optiques. Cependant, il existe un grand

nombre de techniques qui font appel à d'autres domaines de la physique. Dans la première section de ce chapitre nous présentons quelques unes des techniques de manipulation de particules pour situer les pinces optiques par rapport aux autres techniques. La bibliographie qui suit est scindée en deux parties, du point de vue des systèmes optiques ; d'abord les techniques de manipulations de particules en espace libre ensuite les techniques utilisant des ondes évanescentes pour manipuler les particules.

1.1 Différentes approches pour la manipulation de suspensions colloïdales

Nous limitons notre description aux principales techniques qui font appel aux ondes électromagnétiques.

Pinces diélectrophorétiques Les pinces diélectrophorétiques utilisent un champ électrique alternatif non-uniforme pour induire le déplacement de particules diélectriques grâce à la différence de constante diélectrique entre le milieu de dispersion et la particule [10, 11, 12].

Cette force est proportionnelle au rayon de la particule et au gradient du champ électrique mais aussi au facteur de Clausius-Mossotti. Ce dernier traduit la différence entre la constante diélectrique de la particule et celle du milieu de dispersion. Le facteur de Clausius-Mossotti ($f_{CM}(\omega)$) dépend de la particule et du milieu de dispersion mais aussi de la fréquence appliquée du champ électrique. Ainsi la force que subira la particule dans ce champ peut l'amener vers les régions de fort champ électrique ($Re[f_{CM}(\omega)] > 0$) ou inversement vers les zones de champ faible lorsque ($Re[f_{CM}(\omega)] < 0$). Avec le même outil on pourra donc attirer ou repousser une particule.

La précision du déplacement des particules par diélectrophorèse repose sur les performances des électrodes (paramètres géométriques, matériaux). La force diélectrophorétique dépend du rayon de la particule au cube, si on réduit la taille de la particule on diminue l'intensité de la force. On trouve dans la littérature des valeurs de force de diélectrophorèse comprises entre 0,5 et 200 pN et des déplacements minimum de particules ou d'ensemble de particules observés jusqu'à 0,8 μm [13, 14].

Pinces magnétiques Les ondes magnétiques constituent un autre type de manipulation à distance à l'aide d'ondes électromagnétiques. Cette technique est utilisée depuis 1950 pour manipuler des cellules ayant été modifiées par ajout de particules magnétiques en leur sein [15].

La force qui s'exerce sur une particule magnétique est proportionnelle au volume de la particule, à la différence de susceptibilité entre la particule et le milieu de dispersion et au gradient du champ magnétique. Si la différence de susceptibilité est positive, la force magnétique attire la particule vers les zones de fort gradient de champ magnétique. A l'inverse si la différence de susceptibilité est négative la particule est poussée vers des zones de faible gradient de flux magnétique.

Les pinces magnétiques sont très utilisées pour la manipulation de brins d'ADN et l'étude de la déformation des cellules en biologie [16]. Cependant, une étape de préparation est nécessaire avant toute expérience pour adjoindre une particule magnétique à l'entité à étudier. De plus, la particule magnétique peut altérer le comportement de l'entité.

Dans la littérature les valeurs d'intensité de forces magnétiques reportées s'étendent de 2 à 50 pN et les déplacements minimum de particules sont de l'ordre du micromètre [17, 18].

Pinces optiques Le type le plus utilisé de pinces optiques permet de manipuler des micro ou des nano-objets diélectriques, métalliques ou encore semi-conducteurs grâce au faisceau focalisé d'un laser [19, 20, 21]. La focalisation du faisceau laser crée une zone de fort champ électrique qui génère un fort gradient de champ et permet de manipuler des particules.

Lorsque l'indice de réfraction des particules est plus élevé que celui du milieu de dispersion, la localisation du champ électrique au point focal attire les particules. A l'inverse lorsque l'indice de réfraction des particules est plus faible que celui du milieu de dispersion, les particules sont repoussées des zones de forts champs électriques.

Dans le cas des pinces optiques, une particule est soumise majoritairement à une force de rappel appelée communément force de gradient. Cette force électrique est proportionnelle au volume de la particule et au gradient du module du champ au carré mais aussi à la différence relative d'indice de réfraction entre la particule et le milieu de dispersion.

Grâce aux pinces optiques on peut manipuler des objets en suspension de tailles comprises entre 10 nm à 10 μm [19]. Les systèmes de pinces optiques étudiées dans la littérature reportent des valeurs d'intensité de force de piégeage comprise entre quelques picoNewtons et plusieurs centaines de picoNewtons pour des puissances laser allant de quelques milliWatts au Watt. On peut mesurer des déplacements nanométriques entre autres pour l'étude des moteurs moléculaires [8]. Il est possible de manipuler dans une pince optique des objets de tailles différentes provenant de la même suspension colloïdale.

Comparaison des approches La diélectrophorèse nécessite des électrodes, qui obligent l'expérimentateur à positionner les particules là où les électrodes sont présentes. Par contre avec les mêmes électrodes on peut à la fois attirer et repousser les objets. La diélectrophorèse est adaptée à la manipulation d'objets en parallèle.

Pour manipuler par forces magnétiques il faut des objets magnétiques généralement ferromagnétiques à l'échelle micrométrique. Pour les objets non magnétiques comme les cellules il faut leur adjoindre une particule magnétique pour parvenir à les manipuler. La préparation de l'objet est donc une étape obligatoire.

Les pinces optiques quant à elles ne souffrent pas de limitations concernant la nature des particules. On va pouvoir manipuler une variété de particules différentes allant des microsphères de polystyrène jusqu'aux brins d'ADN. De plus les montages de

pinces optiques sont pour la plus grande partie compatibles avec les microscopes vendus dans le commerce. Les pinces optiques peuvent utiliser des ondes évanescentes propagatives ou évanescentes.

1.2 La manipulation de particules par forces optiques

Nous allons décrire de façon plus détaillée le piégeage de particules après avoir rappelé quelques propriétés des forces optiques.

Les actions mécaniques de la lumière La nature de la lumière est restée longtemps mystérieuse et s'est finalement révélée au *XIX^e* et *XX^e* siècles. Depuis le *XVII^e* deux écoles s'opposaient pour savoir si la lumière est une onde (Huyghens et Fresnel) ou faite de corpuscules (Descartes et Newton). Une étape importante est franchie lorsque Maxwell établit les équations fondamentales qui régissent les champs électriques et magnétiques [2, 3]. Les équations de Maxwell montrent que le champ électromagnétique oscille et se propage dans le vide à la vitesse de la lumière.

En 1900, la loi de rayonnement du corps noir par M. Planck puis l'analyse d'Einstein en 1905 de l'effet photoélectrique, suggèrent le deuxième aspect de la lumière. Son énergie E est transmise par quanta, et l'énergie d'un quantum est donnée par [22, 23].

$$E = h \nu \quad (1.1)$$

et chaque photon possède une quantité de mouvement donnée par la relation.

$$p = h \frac{\nu}{c} \quad (1.2)$$

Lorsqu'un photon est réfléchi par un miroir parfait, il subit une variation de quantité de mouvement qui engendre une force sur la surface du miroir décrite par la l'équation suivante :

$$\vec{F} = \frac{d\vec{p}}{dt} = n \frac{I}{c} \vec{u} \quad (1.3)$$

où n est l'indice de réfraction du milieu dans lequel l'onde électromagnétique se propage, I est l'intensité du faisceau lumineux.

Dans le cas d'une particule sphérique qu'on éclaire, les forces optiques peuvent se décomposer selon l'approximation dipolaire en deux contributions principales.

1. Les forces de pression de radiation ou encore de diffusion qui sont proportionnelles à l'intensité lumineuse. Ces forces sont orientées selon la direction de propagation de la lumière. Elles sont influencées par les propriétés optiques et géométriques de la particule (absorption, réflexion, diffusion). Les photons répartis de manière symétrique par rapport au centre de la particule, et transmis par celle-ci engendrent une variation de quantité de mouvement orientée selon la direction de propagation de la lumière (\vec{u}). De la même façon, les photons absorbés transmettent une impulsion électromagnétique orientée selon la direction de propagation du faisceau (\vec{u}) [24, 25].

2. Les forces de gradient sont liées à l'interaction de la particule avec un faisceau, dont le profil d'intensité est non uniforme. La force résultante est dirigée selon le gradient d'intensité lumineuse du faisceau incident. Si la particule est peu ou très réfléchissante, elle sera poussée vers le maximum ou le minimum d'intensité lumineuse.

La décomposition des forces optiques en force de gradient et pression de radiation appartient à l'approximation dipolaire. Cette approximation est utilisée pour les forces optiques lorsque que le diamètre de la particule à manipuler est petit devant la longueur d'onde de manipulation et le champ est statique [24, 25].

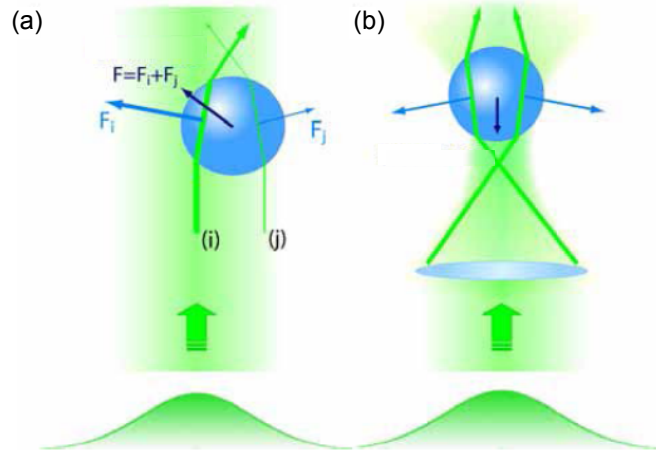


FIGURE 1.1 – Description dans le cas de l'optique géométrique. (a) Une sphère est illuminée par un faisceau parallèle avec un profil d'intensité gaussien. (b) Une sphère illuminée par un faisceau focalisé avec un profil d'intensité gaussien, extrait de [26].

La figure 1.1 représente deux cas très simples pour illustrer le comportement d'une pince optique. Dans (a) et (b) on dispose d'un faisceau gaussien.

En (a), le faisceau n'est pas focalisé et de ce fait la particule qui interagit avec le champ ne connaît pas de position d'équilibre stable car l'intensité est invariante le long du faisceau et varie perpendiculairement à l'axe de propagation. La particule sera attirée vers les zones de fort champ (centre du faisceau) par la force de gradient. Elle ne sera pas piégée mais guidée le long du faisceau.

En (b), le faisceau est focalisé à l'aide d'une lentille. De même que dans le cas précédent, il existe un gradient dû à la variation d'intensité perpendiculairement à l'axe de propagation du faisceau. Une seconde variation de l'intensité lumineuse en ajoutant la lentille crée un gradient le long de l'axe de propagation du faisceau. Ce gradient de champ va attirer la particule vers le point de focalisation. Si la variation d'intensité créée est assez brutale, la particule sera maintenue au voisinage du point focal car la force de gradient surpassera l'effet de la pression de radiation. Dans cette configuration, on peut avoir un équilibre stable qui se situe proche du point focal. A partir d'un tel dispositif, on peut construire une pince optique et manipuler une particule en déplaçant le point focal [9, 27].

Au niveau de la manipulation de particules par forces optiques on peut distinguer deux grandes classes. Une première classe de pinces optiques est constituée des pinces

optiques dites en espace libre. Les faisceaux propagatifs (faisceaux focalisés, faisceaux non-diffractants...) viennent contrôler la position des particules par la force induite par la structuration du faisceau lumineux. Le second type de pinces optiques concerne les pinces optiques dédiées aux *lab on chip*. Dans ce cas on utilise la partie évanescente du champ électromagnétique guidé ou confiné dans des structures de l'optique intégrée ou la plasmonique (guide, cavité...).

1.3 Les pinces optiques en espace libre

1.3.1 Les pinces optiques conventionnelles

A. Ashkin est le premier à montrer expérimentalement l'action conjuguée de la force de gradient et de la pression de radiation sur le mouvement de particules. Il montre qu'avec des densités de puissance laser élevées on s'affranchit des forces radiométriques [28]. Ashkin parvient à accélérer, à piéger et à mettre en lévitation des particules de tailles et de natures différentes (Fig. 1.2 (a)). Ashkin évoque explicitement la possibilité d'appliquer le concept à des atomes [29, 30, 31].

En 1986 Ashkin et Chu réalisent le piégeage de particules colloïdales, puis d'un nuage d'atomes refroidis au point focal d'un faisceau laser (Fig. 1.2 (b)) [19]. Ces pinces utilisent un faisceau laser direct très fortement focalisé.

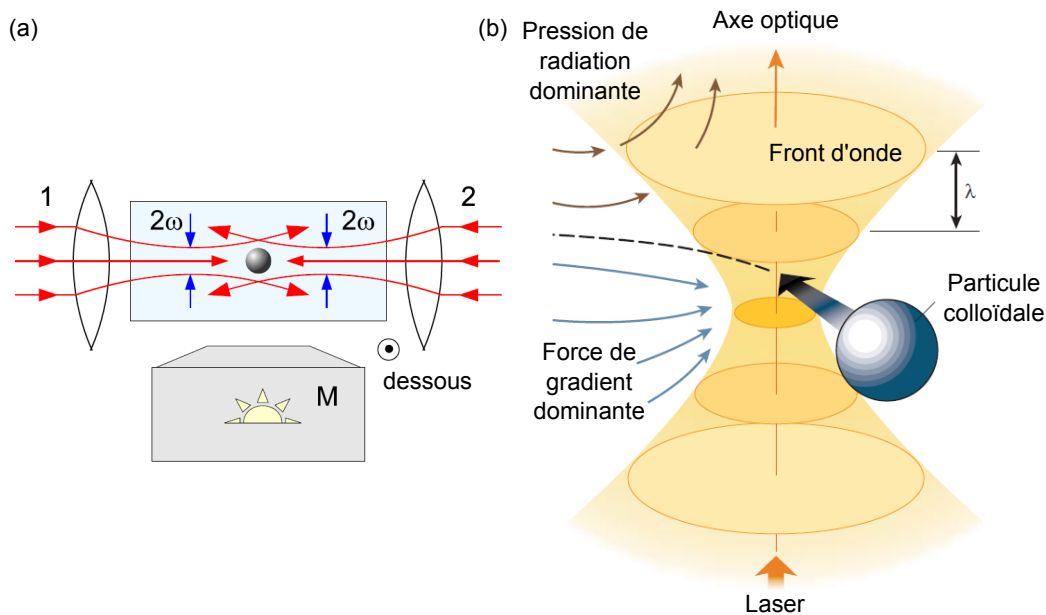


FIGURE 1.2 – (a) Schéma du piège optique à deux faisceaux (1 et 2 sur le schéma). Les microsphères en solution sont piégées par opposition des deux faisceaux, extrait de [29]. (b) Schéma d'une pince optique conventionnelle. Le faisceau laser fortement focalisé attire des objets. Le site de piégeage est situé à proximité de la largeur minimale du faisceau [32].

En 1987 l'équipe d'Ashkin parvient à manipuler des virus et des bactéries dans une pince optique de type simple faisceau à force de gradient [33, 34]. Les développements

se poursuivent à la fois dans la physique des atomes froids et pour les applications aux sciences du vivant.

Les avancées dans le domaine de la physique des atomes froids ont permis la démonstration de condensats de Bose-Einstein avec des atomes de Rubidium par Cornell et Wieman en 1995 [35]. En 1997 trois chercheurs, C. Cohen-Tannoudji, S. Chu et W. D. Phillips, ont été récompensés par le prix Nobel de physique pour le développement de méthodes servant à refroidir et à confiner des atomes par laser.

1.3.2 Les pinces optiques à base de faisceaux structurés

Une des limitations des pinces optiques est qu'on ne peut manipuler qu'un seul objet ou un ensemble d'objets piégé à la fois. Une seconde limitation repose sur le fait qu'on ne peut pas piéger des particules réfléchissantes avec des pinces standard. Pour pallier ces problèmes, différentes équipes depuis le début des années 1990 se sont penchées sur ces questions. Le groupe de Masuhara de l'université d'Osaka en 1992 utilise un agencement ingénieux constitué d'une lame quart d'onde, une séparatrice polarisante et deux miroirs galvanométriques. Il montre la manipulation indépendante de particules de polystyrène de $3 \mu m$ de diamètre puis l'assemblage des particules par réticulation du milieu de dispersion avec un laser différent de celui de piégeage. La rotation ainsi que d'autres mouvements d'assemblages de particules sont montrés expérimentalement [36].

En utilisant en 1998 un réseau de diffraction à la sortie du laser de piégeage Grier et Dufresne réalisent une pince optique constituée de 4×4 pièges (Fig. 1.3). Pour la preuve de concept ils focalisent l'assemblée de 16 pièges optiques à $8 \mu m$ du fond de la cellule fluide et parviennent à remplir les 16 puits de potentiels avec des sphères de silice de $500 nm$ de diamètre. C'est un premier pas vers les pièges optiques holographiques [37].

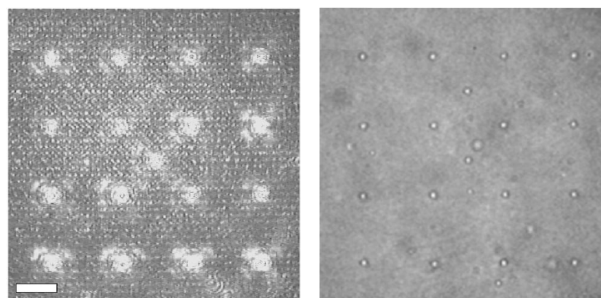


FIGURE 1.3 – *A gauche une matrice de 4×4 particules piégées par un faisceau laser généré à partir d'un réseau de diffraction. A droite la même image $1/30 s$ après l'arrêt du laser. Barre d'échelle $10 \mu m$ [37].*

En 2002 l'équipe de Grier remplace le réseau de diffraction par un masque de phase. De cette manière il module spatialement mais aussi dynamiquement le faisceau laser de piégeage. Il crée ainsi des réseaux de particules piégées et ordonnées sur plusieurs dizaines de micromètres (Fig. 1.4). Avec cette technique on peut manipuler

1. État de l'art

chaque particule de manière indépendante. Par exemple transformer une étoile de mer composée de 26 sphères de 990 nm en un cercle [38].

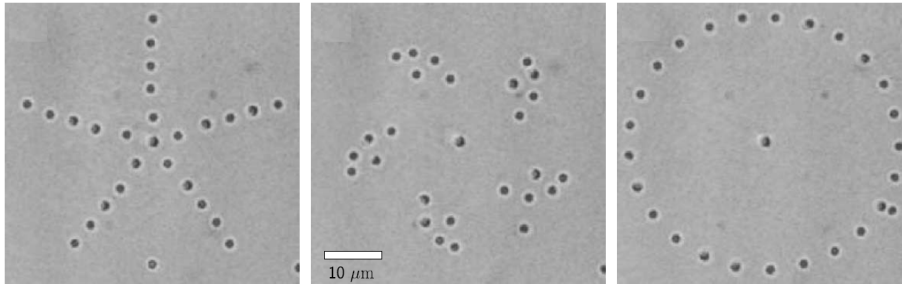


FIGURE 1.4 – Vingt-six sphères de 990 nm de diamètre de polystyrène sont piégées dans le même plan focal. De gauche à droite, on observe le changement volontaire d'une configuration étoile de mer à un cercle [38].

En changeant le profil de phase on crée un faisceau avec de nouvelles propriétés. On peut par exemple générer des faisceaux de Bessel ou d'Airy non-diffractants. Cependant pour piéger des particules, les vortex optiques sont plus adéquats (Fig. 1.5). Le centre du faisceau est utilisé pour piéger des particules réfléchissantes, absorbantes ou de faible indice optique qui seraient expulsées par des pinces traditionnelles. De plus, les vortex optiques possèdent naturellement un moment cinétique qui impose aux particules piégées sur l'anneau un mouvement de rotation [32, 39].

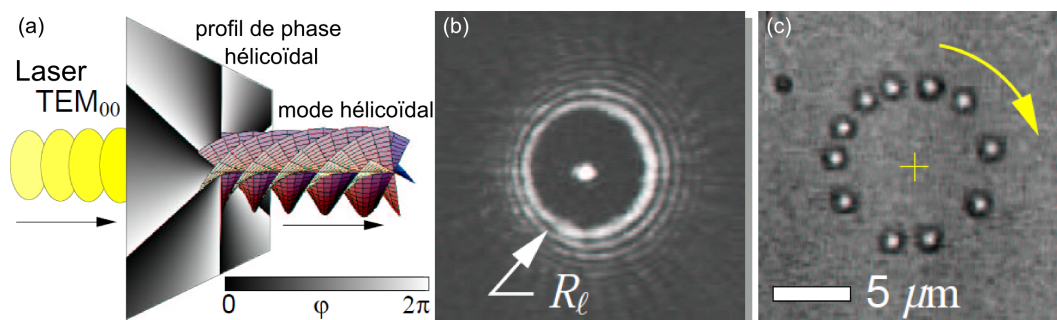


FIGURE 1.5 – (a) Un profil de phase hélicoïdal superposé avec un mode gaussien permet de construire un mode hélicoïdal. (b) Ce faisceau se focalise en forme de tore, avec la possibilité d'ajuster le diamètre. (c) De petites particules sont piégées sur la périphérie de l'anneau et tournent spontanément sous l'action du moment cinétique imposé par le faisceau [32].

En 2005 l'équipe de Cizmar conçoit un convoyeur optique de particules. Il utilise une onde stationnaire créée à partir de deux faisceaux de Bessels non-diffractants avec la possibilité d'agir sur la phase d'un des deux faisceaux. Lorsque la phase change, les nœuds et les ventres de l'onde stationnaire se déplacent et font avancer les particules dans une région spécifique de l'espace (Fig. 1.6 (a)) [40].

Depuis 1992 plusieurs équipes de recherches souhaitent développer une stratégie pour attirer des particules dans la direction opposée à la propagation du faisceau [42]. En quelque sorte, on cherche ici une manière d'inverser l'influence de la pression

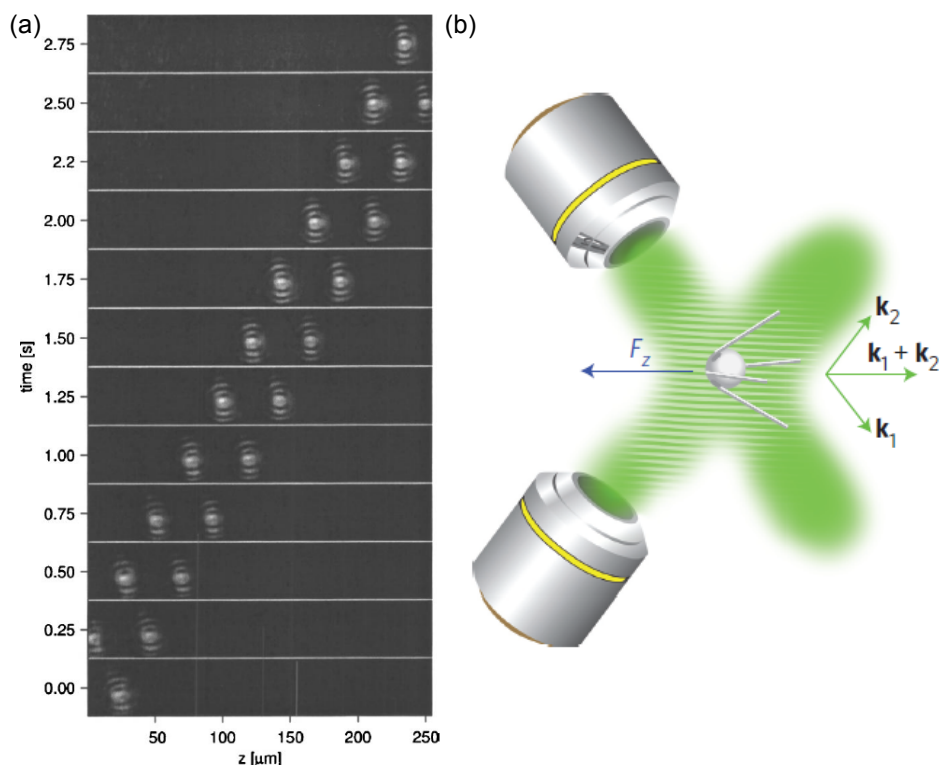


FIGURE 1.6 – (a) Convoyeur optique de particules à base de faisceaux de Bessels. On observe le déplacement de deux particules de 410 nm de diamètre de polystyrène sur 250 μm de distance en $\simeq 2,5$ s [40]. (b) Schéma d'un rayon attracteur, ici réalisé par interférence de deux faisceaux de polarisation s (perpendiculaire au plan défini par k_1 et k_2) avec un angle élevé entre les 2 faisceaux. F_z matérialise la direction de la force attractive [41].

de radiation. Le but est de créer une force négative, qui attire les particules vers la source, dès qu'elles entrent en contact avec le faisceau laser. C'est une nouvelle classe d'outils de manipulations par forces optiques appelés "rayons attracteurs" (en anglais "tractor beams"). En pratique il existe plusieurs méthodes pour fabriquer des faisceaux attracteurs, soit basée sur un montage optique autour d'un masque de phase, soit autour d'un système d'interférence à plusieurs faisceaux comme on peut le voir Fig. 1.6 (b) [43, 41]. Les techniques les plus courantes exploitent la force de gradient, pour localiser les particules dans un plan perpendiculaire au faisceau et la manipulation des particules est opérée par une force opposée à la direction de propagation du "tractor beams". Cette force existe lorsque la majorité de la lumière incidente est diffusée dans la direction de propagation qui induit un transfert de quantité de mouvement et entraîne un déplacement de la particule en direction de la source du faisceau.

Les techniques de manipulation de particules en espace libre sont variées et permettent beaucoup de liberté [44, 45, 46]. Ces techniques bénéficient de toute la librairie de l'optique en espace libre. Bien sûr les dernières avancées font souvent intervenir des objets diffractants permettant de mettre en forme le faisceau laser. Néanmoins dans toutes ces techniques le faisceau laser entre directement en contact avec l'objet à manipuler. Comme on le sait la densité lumineuse nécessaire au pié-

geage est élevée dans les pinces optiques conventionnelles (0,1 à 1 W). Dans des cas précis cela peut causer la détérioration de l'objet à piéger. De plus, le flux laser peut créer un déplacement de particules dans la solution, généralement des points chauds vers les points froids [47]. Une réponse envisagée depuis quelques années est l'utilisation de pointes de fibres optiques pour manipuler des particules.

1.3.3 Manipulation de particules à l'aide de fibres optiques

On trouve dans la littérature, la manipulation de particules et d'objets biologiques par des fibres optiques étirées ou lentillées. Les techniques de manipulation de particules à l'aide de fibre optique sont divisées en deux groupes. Les techniques utilisant des pointes et celles utilisant une fibre préalablement étirée.

En 2006 une équipe de chercheurs chinois de l'université de Harbin met en place une fibre optique lentillée insérée avec un angle dans un réservoir contenant des particules de levure. Ils montrent expérimentalement l'influence du déplacement de la particule sur la force de piégeage. Dans leur expérience, une particule de levure de $5 \mu m$ subit une force d'intensité $0,56 pN$ pour une puissance lumineuse de $1,8 mW$ et une inclinaison de la fibre par rapport au substrat de 55° [48]. Une autre équipe travaillant sur le même sujet montre également la localisation d'une cellule de levure dans les trois dimensions de l'espace avec un spot laser en sortie de fibre de $0,5 \mu m$ pour une longueur d'onde de $980 nm$ [49].

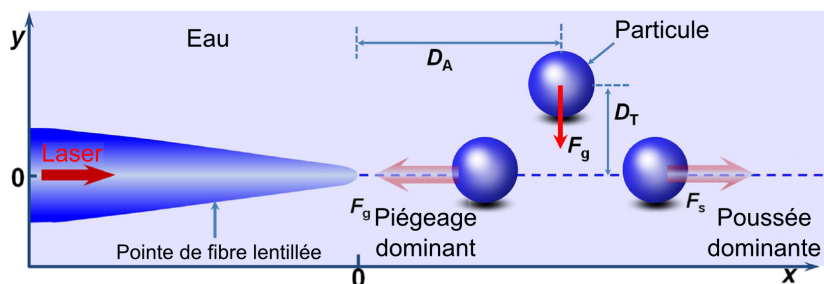


FIGURE 1.7 – Schéma de principe de la manipulation par fibre optique lentillée illuminée par un laser. F_g représente la force de gradient, F_s représente la pression de radiation. D_A et D_T représentent respectivement les distances selon l'axe du laser et perpendiculairement à l'axe du laser à partir desquelles une particule est manipulable. Extrait de [50].

Une fibre optique lentillée reliée à une diode laser fibrée à $980 nm$ peut servir à détecter une force. En plaçant dans la solution de cellules de levure la fibre abruptement effilée on peut mesurer l'intensité de la force aléatoire qui agit en permanence sur les particules. La valeur moyenne déterminée expérimentalement de l'intensité de cette force est $0,061 pN$. Pour réaliser cette mesure il faut piéger avec le minimum de force de gradient la particule de levure. En comparant la valeur de la force de piégeage avec la force thermique aléatoire qui est nécessaire à ce que la particule s'échappe du puits de potentiel, on obtient une estimation de l'intensité de la force du mouvement Brownien, pour des cellules de levures [51].

A l'aide de ces fibres lentillées (Fig. 1.7) on arrange de manière déterminée des particules de silice de $3 \mu m$ de diamètre en solution. Pour parvenir à cela il faut

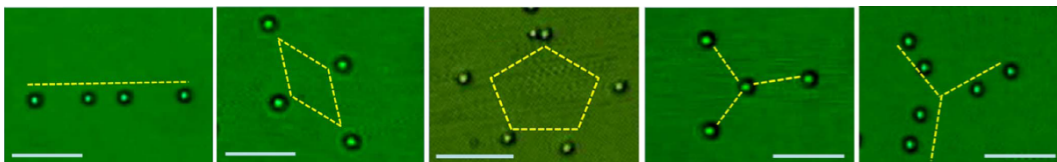


FIGURE 1.8 – Arrangement de particules de silice de $3\ \mu\text{m}$ de diamètre. De gauche à droite, on observe une ligne, un parallélogramme, un pentagone, un assemblage joint et disjoint à trois branches. Barre d'échelle $20\ \mu\text{m}$, extrait de [50].

combiner les actions de piégeage et de déplacement des particules. Le piégeage est obtenu, comme dans les cas précédents, en utilisant le gradient de champ électrique localisé à proximité de l'extrémité de la pointe. Le déplacement des particules est obtenu en déplaçant la fibre optique à l'aide d'une platine de microdéplacement et en utilisant la pression de radiation issue de la fibre. La figure 1.8 montre des microsphères de silice arrangées en ligne en losange, en pentagone et d'autres formes géométriques. En combinant les effets de piégeage et déplacement les particules peuvent être arrangées avec une puissance en sortie de fibre de $35\ \text{mW}$ [50].

En 2013 le même groupe a montré le piégeage et la création de lignes formées de bactéries *Escherichia coli* dans un canal fluidique en utilisant une pointe de fibre optique excitée par une diode laser à $980\ \text{nm}$. Des assemblages linéaires de bactéries de 3 à 17 éléments sont répertoriés pour des puissances laser dans la fibre de 20 à $83\ \text{mW}$. La chaîne de 17 bactéries atteint $35\ \mu\text{m}$ de longueur (Fig. 1.9). Des chaînes de bactéries de cette longueur présentent un intérêt du point de vue du guidage de la lumière avec un caractère biocompatible indéniable [52, 53].

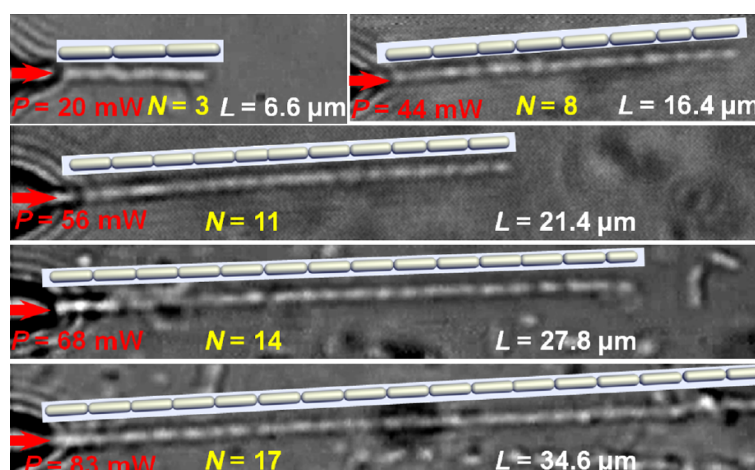


FIGURE 1.9 – Réalisation de chaînes de bactéries *E. coli* formées avec un nombre d'éléments $N = 3, 8, 11, 14$ et 17 pour respectivement des puissances $P = 20, 44, 56, 68$ et $83\ \text{mW}$. L indique la longueur de la chaîne. Inséré dans chaque image, le schéma correspondant à chaque chaîne [52].

1.4 Manipulation de particules par ondes évanescentes

1.4.1 Prismes, guides d'ondes et anneaux

Une autre méthode pour manipuler optiquement des particules est d'utiliser les ondes évanescentes. Un atout des techniques de manipulation par ondes évanescentes est de ne pas utiliser le faisceau direct du laser pour manipuler l'objet. Ainsi l'objet est préservé de dégâts éventuels. Les techniques de piégeages par ondes évanescentes évoluent en synergie avec les techniques microfluidiques, nanophotoniques et d'optique de champ proche [54].

Il est aussi possible d'utiliser une fibre optique pour manipuler des particules par onde évanescente en l'ayant préalablement étirée (Fig. 1.10). Des chercheurs de l'université de Southampton ont étiré une fibre optique pour obtenir une microfibre de $0,95 \mu\text{m}$ de diamètre sur une distance de 6 mm sans compter les deux parties coniques en amont et aval de la microfibre. Pour réaliser la manipulation de microsphères de polystyrène de $3 \mu\text{m}$ en solution aqueuse, un laser Nd:YLF fibré qui délivre une puissance de 500 mW est connecté à une des extrémités de la fibre. Les particules sont propulsées dans le champ évanescent de la microfibre à des vitesses mesurées entre 7 et $15 \mu\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$. Dans cette expérience, la fibre optique est plongée dans une goutte de solution colloïdale déposée, à l'air, sur une lame de microscope [55, 56].

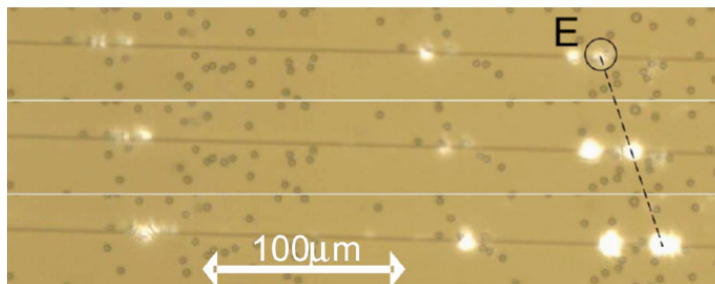


FIGURE 1.10 – Trois photos consécutives à 1 s d'intervalle au microscope optique de microsphères de $3 \mu\text{m}$ de diamètre de polystyrène, propulsées le long d'une microfibre de $0,95 \mu\text{m}$ de diamètre. Le repère E pointe une particule pour laquelle la vitesse a été estimée à $15,4 \mu\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$. Extrait de [55].

L'utilisation des ondes évanescentes pour manipuler des particules remonte à 1992 avec Kawata et Sugiura. Ils s'intéressent à des microsphères de verres et latex en solution. Les particules sont déplacées à l'aide du champ évanescent d'un prisme généré par réflexion totale interne d'un laser Nd:YAG. Les particules se déplacent à une vitesse moyenne de $8 \mu\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ à la surface du prisme [57].

Les premiers travaux de manipulations par ondes évanescentes sur guides d'onde viendront de Kawata et Tani en 1996 (cf. Fig. 1.11). Ils utilisent des guides d'ondes pour attraper et ensuite propulser des particules diélectriques et métalliques. Les particules sont poussées à une vitesse de $14 \mu\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ à l'aide de la pression de radiation sur un guide multimode et serpentent en suivant les battements entre les modes

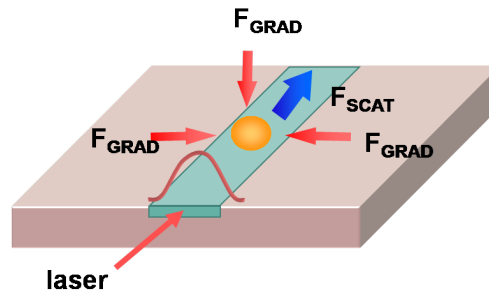


FIGURE 1.11 – Principe de la manipulation de particules sur un guide d'onde. Les particules sont attirées et maintenues sur le guide par la force de gradient. Elles sont ensuite poussées par l'action de la pression de radiation, extrait de [58].

[59]. Plus tard en 2000 Ng et Wilkinson propulsent dans le champ proche d'un guide d'onde par échange d'ions des nanosphères d'or de 10 nm de diamètre. Ils remarquent que la vitesse des particules est fonction de la puissance en entrée de structure. Il faut 500 mW de puissance pour faire avancer les particules d'or à une vitesse de $4\ \mu\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ [60].

En 2004 Grujic et Hellesø travaillent avec des guides d'ondes obtenus par échanges d'ions césium. Dans le champ évanescent d'un guide, ils piègent et poussent une particule de polystyrène de $10\ \mu\text{m}$ de diamètre. Pour une puissance en entrée de structure de 870 mW , la particule avance sur le guide à une vitesse de $33\ \mu\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$. Il faut plus de puissance que dans le cas de Ng et Wilkinson car le contraste d'indice est plus important [61]. Un an après, ils présentent un système de tri de particules. En contrôlant la position de la fibre à l'entrée d'une jonction Y, ils maîtrisent la répartition du champ dans les deux branches. Les particules sont sensibles à la répartition du champ et se dirigent sur l'une ou l'autre des branches de la jonction. Le point faible du système est qu'il ne fonctionne que si les particules sont espacées les unes des autres de $50\ \mu\text{m}$ [62].

Entre 2004 et 2007 Gaugiran *et al.* utilisent des guides d'ondes en nitrure de silicium pour manipuler des particules diélectriques et des cellules (Fig. 1.11). Ils montrent qu'avec une puissance guidée de seulement quelques milliwatts des microsphères de verre de $2\ \mu\text{m}$ de diamètre sont propulsées à $15\ \mu\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$. En utilisant les mêmes structures optiques, il est possible d'attraper et pousser des globules rouges et des cellules de levures le long du guide d'onde [63, 64].

En 2009 une équipe de l'université de Cornell décide d'utiliser une structure à base de guide tranché. La structure permet de confiner un pseudo mode transverse électrique dans la tranchée, de faible indice optique comprimée entre les deux murs de silicium. C'est une façon d'augmenter le recouvrement du champ évanescent avec les particules à manipuler. La structure est un guide d'onde en silicium sur isolant (SOI) de 450 nm de largeur et de 220 nm de hauteur, coupé en deux sur toute sa hauteur par une tranchée. La tranchée au centre du guide possède une largeur de 60 , 100 et 120 nm . Ce dispositif a permis la manipulation de particules de polystyrène de 75 nm de diamètre ainsi que la manipulation de pelotes d'ADN de phage lambda, voir Fig. 1.12 [65, 66].

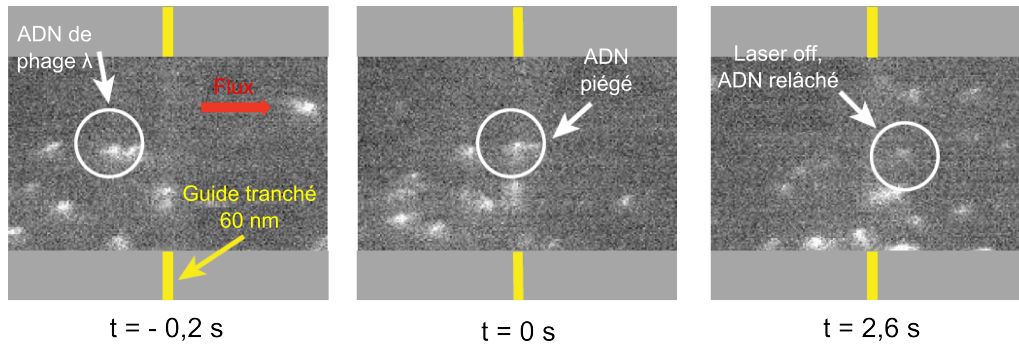


FIGURE 1.12 – Photographies au microscope optique, illustrant le piégeage d’ADN de phage λ au-dessus d’un guide d’onde tranché. La tranchée mesure 60 nm de largeur et s’étend sur toute la hauteur du guide. Extrait de [65].

Une autre piste pour augmenter l’interaction entre l’objet à manipuler et le champ évanescent est d’utiliser un résonateur de type anneau résonant. Plusieurs équipes de recherches se sont intéressées à ce genre de structure. Yang et Erickson en 2010 utilisent des résonateurs en résine photosensible (SU-8) sur SiO_2 , les résonateurs ont la forme d’un stade d’athlétisme de 200 μm de diamètre. Il est possible avec ce système optofluidique d’attirer des particules de polystyrène (3 μm de diamètre) sur le guide bus de l’anneau, lorsque l’anneau est hors résonance. En accordant la longueur d’onde du laser, pour se placer sur une résonance de l’anneau, on dirige les particules sur l’anneau et elles sont entraînées en rotation: voir Fig. 1.13 [67].

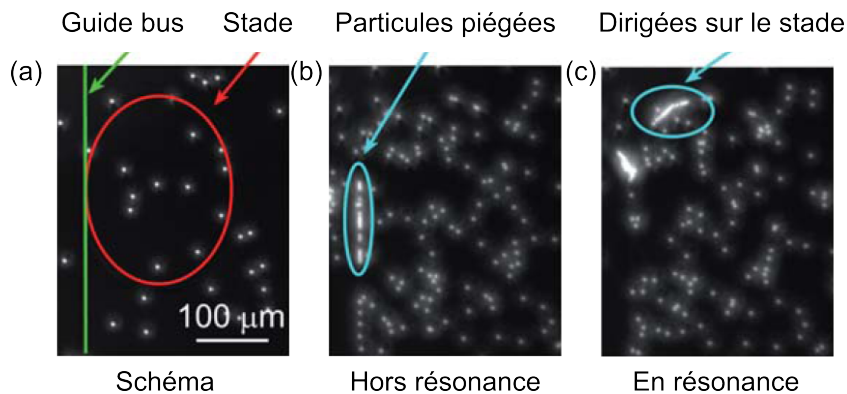


FIGURE 1.13 – Images de billes de polystyrène fluorescente de 3 μm de diamètre au-dessus d’un anneau résonant en forme de stade. (a) Matérialisation du résonateur et du guide d’onde. (b) Particules piégées sur le guide bus, anneau hors résonance. (c) Anneau en résonance, les particules se dirigent sur l’anneau, extrait de [67].

D’autres groupes ont travaillé sur des anneaux en silicium sur isolant de quelques micromètres à quelques dizaines de micromètres de diamètre (entre 5 μm et 10 μm en SOI pour Crozier *et al.*, entre 30 μm et 50 μm en SiN pour Cai *et al.*) pour manipuler des microsphères de 500 nm et 1 μm de diamètre en polystyrène. Leurs travaux ont montré qu’il est possible d’attirer, à l’aide de la force de gradient, des microsphères au-dessus du résonateur optique à la résonance, Fig. 1.14. Ils observent la rotation des billes au dessus de la cavité [68, 69]. Au cours de leurs travaux Cai et Poon se rendent compte que sur un résonateur de type disque, les particules de

polystyrène s'auto-organisent en suivant la distribution de champ des modes, en fonction de la longueur d'onde d'excitation [70, 71].

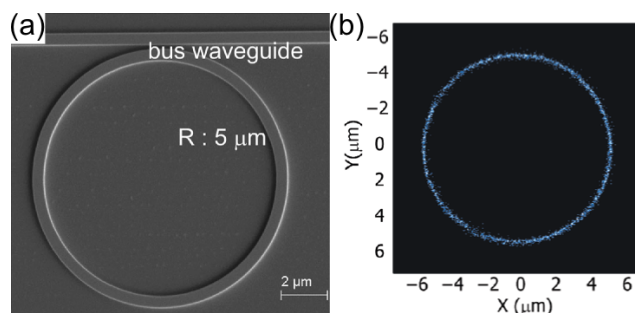


FIGURE 1.14 – (a) Image par microscopie électronique de l'anneau résonant de 5 μm de diamètre. (b) Histogramme bi-dimensionnel regroupant la position des particules de polystyrène au dessus de la cavité de 5 μm de diamètre, extrait de [68].

1.4.2 Les nanostructures plasmoniques

Un plasmon de surface est une oscillation collective du nuage électronique à une interface entre un métal et un diélectrique. Dans certaines conditions, la lumière d'excitation de l'objet est couplée au plasmon de surface pour créer une onde de surface (plasmon polariton de surface) qui se propage le long du métal jusqu'à perdre toute son énergie, soit par absorption dans le métal ou par rayonnement en espace libre.

En 2007 le groupe de R. Quidant travaille sur la manipulation de microsphères à l'aide d'un plasmon de surface. Pour générer les plasmons, le groupe a fabriqué des disques d'or de 3, 5 μm de diamètre et 40 nm d'épaisseur sur un substrat de verre. L'échantillon est étudié en configuration de Kretschman (l'échantillon est collé sur un prisme éclairé en réflexion totale) à une longueur d'onde de 785 nm, Fig. 1.15. La puissance du faisceau incident est de 500 mW avec un spot de 100 μm de diamètre. L'intensité lumineuse nécessaire au piégeage de particules de polystyrène est inférieur de plus d'un ordre de grandeur que dans le cas d'une pince optique conventionnelle. Une cellule fluide de 20 μm de hauteur contenant une solution de particules de polystyrène de 4,88 μm de diamètre surmonte l'assemblée de microdisques d'or. La grande taille du spot permet de piéger simultanément des microsphères sur des microdisques distincts [72, 73, 74].

Une autre façon d'utiliser les dispositifs plasmoniques pour manipuler des particules, est de localiser le plasmon. Pour localiser un plasmon on peut utiliser un nano-entrefer ou une antenne de dimensions beaucoup plus faible que la longueur d'onde incidente [76, 77]. Un couplage fort existe entre deux nanostructures métalliques pour des distances inter nanostructures de quelques nanomètres [78]. Contrairement au plasmon de surface, le plasmon localisé possède une résonance lié à la géométrie de la structure. Il existe une multitude de structures de nanoantennes. Parmi les plus utilisées, on trouve les nanoantennes de type dipôle ou encore de type papillon [79].

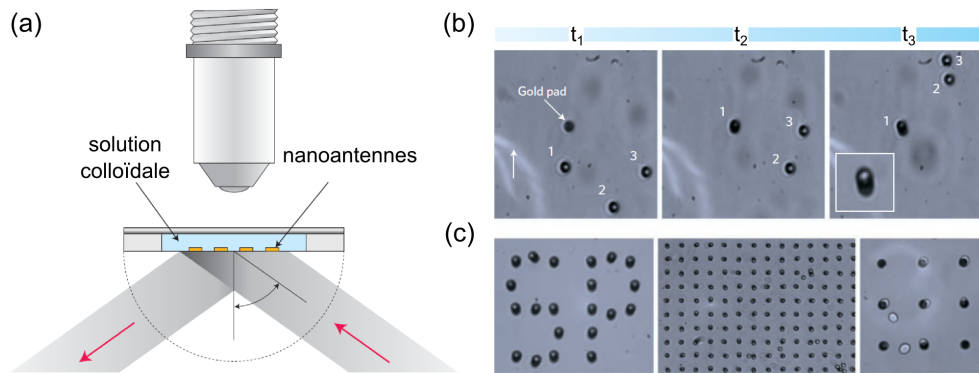


FIGURE 1.15 – Pièges à plasmons de surface (a) Schéma du montage avec l'assemblée de microdisques d'or illuminée en configuration de Kretschmann. (b) Séquence d'images au microscope illustrant le piégeage d'une microsphère de polystyrène de $4,88 \mu\text{m}$ par un microdisque. (c) Piégeage parallèle de microsphères par les microdisques illuminés par un unique faisceau laser, extrait de [75].

Un exemple de plasmons localisés pour manipuler des microsphères diélectriques vient de l'université de l'Illinois. Le groupe de Toussaint a construit un réseau de nanoantennes de type papillon. L'assemblée de nanoantennes est éclairée en incidence normale et de manière à illuminer 9 nanostructures. L'échantillon est placé dans une cellule fluïdique contenant des microsphères diélectriques de $0,5$ et $1,5 \mu\text{m}$ de diamètre. Grâce à ces nanoantennes le piégeage sélectif (triage de particules) de microsphères de $0,5 \mu\text{m}$ et $1,5 \mu\text{m}$ de diamètre a été montré. En diminuant la taille du spot d'excitation à $1,4 \mu\text{m}$, des assemblages des particules de plus de $10 \mu\text{m}$ sont observés [80].

Un autre groupe de recherche utilise des nanocylindres d'or couplés sur un substrat de verre illuminé par le faisceau d'une pince optique. Le groupe s'est intéressé à des particules de polystyrène de 200 nm , 1 et $6 \mu\text{m}$ de diamètre. Il compare l'amplitude du mouvement Brownien résiduel d'une particule de 200 nm dans une pince optique et au voisinage des nanocylindres illuminés par la pince optique dans les mêmes conditions. Lorsqu'on représente l'histogramme du déplacement de la particule dans la pince optique seule et ensuite avec les nanocylindres dans la pince optique, on constate une diminution d'un facteur 10 de l'amplitude du mouvement Brownien de la particule (Fig. 1.16). Ce qui correspond à une augmentation de la raideur du piège de $1,0 \cdot 10^{-4} \text{ pN.nm}^{-1}$ à $1,3 \cdot 10^{-2} \text{ pN.nm}^{-1}$ [81]. Cette expérience a été menée avec des particules en dispersion dans l'huile et avec des puissances de piégeage jusqu'à 532 mW . Après ce travail les nanoantennes plasmoniques sont utilisées sans le concours de pinces optiques [82]. Righini *et al.* ont montré le piégeage parallèle de sphères de polystyrène de 200 nm de diamètre en solution à l'aide d'une assemblée de nanoantennes formée par des nanobâtonnets adjacents. Ils ont aussi appliqué la technique à des bactéries *Escherichia coli* vivantes. En plus d'être piégées de manière stable, les bactéries s'alignent systématiquement selon l'axe long de la nanoantenne pour maximiser leurs interactions avec les points de piégeages et minimiser leurs potentiels de piégeages.

Bien que les dispositifs plasmoniques bénéficient de localisations de champ très im-

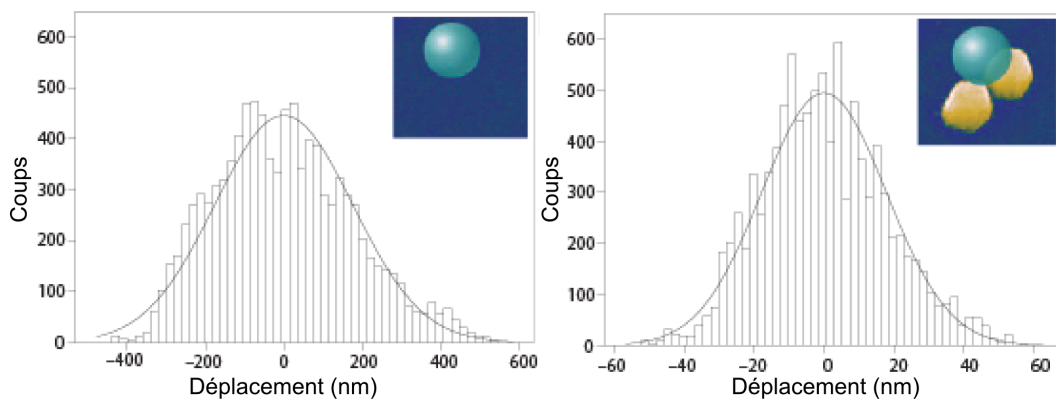


FIGURE 1.16 – Histogrammes des déplacements d’une particule piégée de 200 nm de diamètre. (a) La particule est piégée dans la pince optique. (b) La particule est piégée dans le puits de potentiel des nanocylindres, extrait de [81].

portantes, sources de forts gradients, ces dispositifs souffrent de limitations expérimentales en ce qui concerne la taille limite d’objet piégeable. Les intensités lumineuses mises en jeu peuvent dégrader l’objet à piéger et même la structure métallique [19]. Sans arriver à ces limites, les effets thermiques associés aux champs intenses et aux longueurs d’ondes utilisées peuvent jouer un rôle important dans la dynamique de l’objet à piéger et même prendre le pas sur les forces optiques.

”Back-action” L’approche standard, dans les pinces optiques, est une vision statique des choses, dans laquelle le puits de potentiel est optimisé, pour un objet défini, et reste constant tout au long de l’expérience, en prenant en compte l’aspect stochastique du mouvement brownien. L’énergie cinétique moyenne d’une particule dans un piège est donnée par $k_B T$ et sa vitesse instantanée suit une distribution de Maxwell-Boltzmann [83] selon laquelle l’énergie de la particule peut ponctuellement dépasser la valeur moyenne. Pour compenser les fluctuations stochastiques du mouvement Brownien, la profondeur du puits de potentiel est généralement beaucoup plus élevée que l’énergie moyenne de la particule dans le piège (au moins $10 k_B T$).

L’approche dynamique dans laquelle le puits de potentiel est reconfiguré, pour compenser les événements Browniens de plus fortes énergies permet de diminuer la profondeur moyenne du puits de potentiel de piégeage. Des systèmes basés sur des boucles d’asservissements ont été implémentés sur des pinces optiques conventionnelles pour corriger le potentiel de piégeage en ajustant l’intensité laser ou la position du piège [84, 85]. En pratique une boucle d’asservissement permet d’augmenter l’efficacité de la pince [86].

Il est possible de concevoir une pince plasmonique pour laquelle l’objet à piéger a une influence constructive sur le piégeage. Il a été montré théoriquement qu’en exploitant la sensibilité des dispositifs plasmoniques on peut fabriquer un piège reconfigurable [87]. Dans cette expérience numérique Garcia de Abajo *et al.* utilisent un nanobâtonnet d’or piégé dans le champ d’une microcavité sphérique (sphère creuse tronquée) dans un substrat d’or. La distribution du champ et le spectre de la microcavité dépendent de la position du nanobâtonnet dans la sphère, la position d’équilibre est

déplacée en changeant la longueur d'onde d'excitation.

Zhang *et al.* ont utilisé l'influence d'une particule d'or de 10 *nm* de diamètre sur l'entrefer d'une nanoantenne [88]. Ils montrent que le déplacement en longueur d'onde de la résonance de la nanoantenne est directement lié à la position de la nanoparticule dans l'entrefer de la structure, Fig. 1.17.

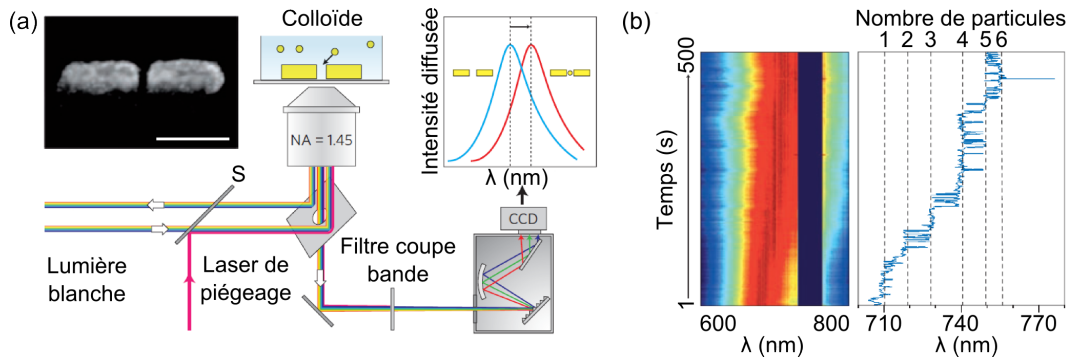


FIGURE 1.17 – (a) Schéma du montage expérimental. Grâce au spectre de diffusion Rayleigh de chaque nanoantenne il est possible de détecter un événement de piégeage. *S* est une lame séparatrice. En insert en haut à gauche, le cliché MEB d'une nanoantenne, barre d'échelle 100 nm. (b) Les événements de piégeage sont détectés et quantifiés par le déplacement en longueur d'onde de la nanoantenne, extrait de [88].

Pour pouvoir mieux exploiter ce phénomène d'interaction entre la particule et le piège il faut concevoir une structure plasmonique adéquate. Il faut une structure dans laquelle l'intensité du mode plasmon est maximisée lorsque la particule est présente dans le piège et cela sans l'utilisation d'une boucle d'asservissement externe. Dans ce cas la quantité de mouvement liée aux photons interagissant avec l'objet, varie en fonction des déplacements de l'objet autour du piège. Les variations de cette quantité de mouvement créent un champ de force dynamique qui est synchronisé avec les mouvements de l'objet. Ce phénomène est appelé "rétro-action auto-induite" de l'anglais "self-induced back-action".

La "rétro-action auto-induite" a été montrée expérimentalement par le groupe de Quidant (ICFO) à l'aide de nano-ouvertures circulaires de 310 *nm* de diamètre dans un film d'or. Lorsqu'une particule entre dans l'ouverture, là où le champ est confiné, elle modifie l'indice effectif du mode de l'ouverture ce qui entraîne un déplacement spectral vers le rouge de la longueur d'onde de transmission de l'ouverture. En utilisant une longueur d'onde d'excitation de l'ouverture désaccordée, vers le rouge, le piégeage de la particule crée une augmentation locale du champ dans l'ouverture et une rétro-action positive, voir Fig. 1.18, [89, 90].

L'utilisation de l'effet de "rétro-action auto-induite" permet de diminuer les puissances laser nécessaires au piège plasmonique. De même, la profondeur du puits de potentiel est réduite aussi. Il est possible de piéger des particules de 100 et 50 *nm* de diamètre de polystyrène avec une puissance de 1 *mW* focalisée sur une surface de 1 μm^2 .

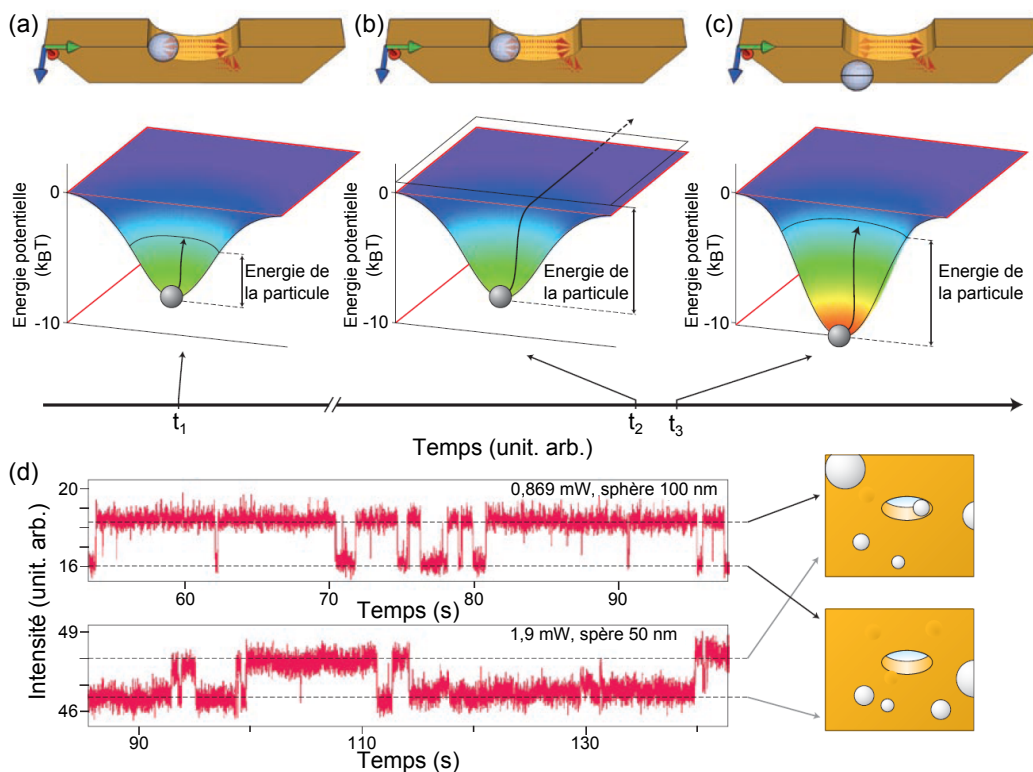


FIGURE 1.18 – Piégeage par "rétro-action auto-induite". (a) La sphère est localisée dans l'ouverture au temps t_1 avec une énergie cinétique modérée. (b) Au cours d'un événement Brownien de "haute énergie" au temps t_2 la sphère peut s'échapper de l'ouverture. (c) Lorsque la sphère sort de l'ouverture au temps t_3 , la force de "rétro-action auto-induite" augmente la profondeur du puits de potentiel du piège pour maintenir la bille au dedans. (d) Transmission de l'ouverture au cours du temps pour le piégeage d'une sphère de 100 nm de diamètre en haut et pour une sphère de 50 nm en bas, extrait de [89].

Au delà de l'intérêt fondamental pour les pièges à plasmons de surface il est possible de les intégrer dans un laboratoire sur puce. Bien sûr, il y a des contraintes concernant les métaux utilisés, pour être compatibles avec les technologies existantes. La plupart des structures plasmoniques sont fabriquées ou reportées sur substrat transparent et analysées au-dessus d'un microscope inversé.

1.4.3 Les pinces optiques sur puces à base de cavités photoniques

Un cristal photonique est une structure périodique qui affecte la propagation d'une onde électromagnétique comme le déplacement d'un électron dans les puits de potentiel d'un cristal solide. On doit la découverte des cristaux photoniques à Lord Rayleigh en 1887 qui a montré l'existence d'une bande interdite photonique pour des empilements multicouches de matériaux diélectriques (cristal photonique 1D). En 1987, Yablonovitch et John généralisent la possibilité d'obtenir des cristaux photoniques avec des bandes interdites 3D [91, 92].

Ce n'est que très récemment qu'on s'intéresse à la manipulation optofluidique de particules à l'aide de cristaux photoniques. Le nombre de références concernant cette problématique augmente dans la littérature d'année en année.

Une preuve de concept du piégeage de particules sur une cavité de type Fabry-Perot avec un facteur de qualité de 2500 dans l'eau est issue du groupe de Erickson (Université de Cornell). La structure est constituée d'un guide d'onde en silicium sur isolant de 220 nm d'épaisseur et de 450 nm de largeur. La cavité est séparée du guide d'injection par un entrefer. A la longueur d'onde de résonance la lumière est couplée par onde évanescente dans la cavité (Fig. 1.19).

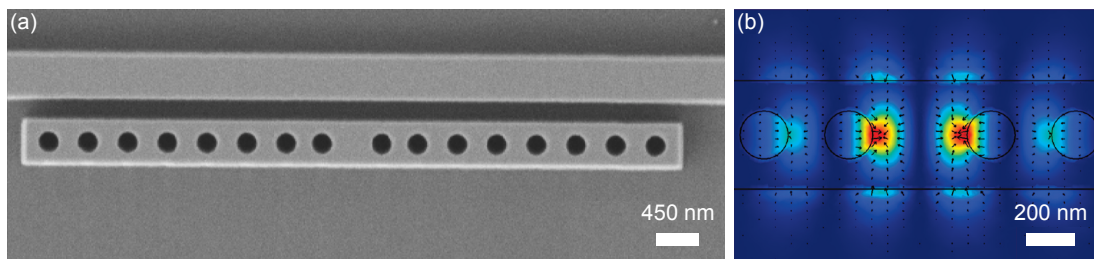


FIGURE 1.19 – (a) Cliché MEB du nanorésonateur en couplage évanescent avec le guide d'onde d'injection. (b) Coupe 2D du calcul 3D par éléments finis du champ électrique dans la cavité, les auteurs indiquent que les flèches montrent la direction et l'intensité des forces optiques [93].

Le piégeage de particules de 50 à 500 nm de diamètre est reporté. Les solutions de particules sont injectées dans un canal fluide perpendiculaire à la cavité. D'après les données expérimentales, la raideur normalisée par rapport à la puissance dans le résonateur de cette pince pour une particule de polystyrène de 200 nm de diamètre est de $2,86 \text{ pN.nm}^{-1}.W^{-1}$ avec une puissance intra cavité de $630,4 \text{ }\mu W$ [93]. Si on compare cette valeur de raideur normalisée à celles issues d'autres travaux de la littérature pour des particules de même diamètre et de même nature mais pour des pinces plasmoniques et des pinces optiques conventionnelles, on se rend compte que ces dernières sont de deux ordres de grandeur plus faibles que les nanopinces à cavités photoniques [94, 95, 81].

Le même groupe de chercheurs réussit à piéger une particule de polystyrène de 22 nm de diamètre à l'aide d'une nanocavité à cristaux photoniques un peu différente de la structure précédente [96]. Ce travail a été mené avec une cavité en nitrure de

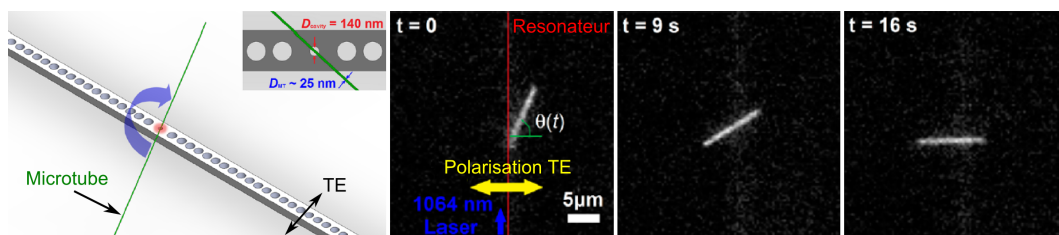


FIGURE 1.20 – A gauche, le schéma de la nanocavité. A droite, trois images à des instants successifs, issues de l'expérience d'orientation d'un microtube biologique, extrait de [99].

silicium sur dioxyde de silicium, l'absorption de l'eau est plus faible de deux ordres de grandeur à 1064 nm qu'à 1550 nm . La cavité atteint un facteur de qualité de 5 000 pour un volume modal de $4,4 (\lambda/n)^3$. Une bille de polystyrène de 22 nm de diamètre est isolée pendant 8 s sur la cavité à l'aide d'une puissance couplée dans le résonateur de 11 mW [97].

En 2012, j'ai montré qu'il est possible de piéger et d'assembler des particules de polystyrène de $1\text{ }\mu\text{m}$ en solution avec une cavité à cristal photonique [98]. La cavité que nous utilisons est un peu plus longue que celles de chez Erickson et permet de piéger jusqu'à 7 particules diélectriques arrangées en suivant une forme géométrique simple.

Plus tard, la même année, le même groupe de l'université de Cornell montre qu'on peut orienter des bâtonnets avec les nanocavités décrites précédemment [93, 97]. Lorsqu'un microtube (25 nm de diamètre et $8\text{ }\mu\text{m}$ de long) ou un nanotube de carbone ($110 - 170\text{ nm}$ de diamètre et $5\text{ }\mu\text{m}$ de long) approche de la cavité il est d'abord piégé puis il s'aligne sur la polarisation du champ électrique dans la nanocavité (Fig. 1.20). Les expériences ont été menées avec des cavités en silicium sur isolant pour l'orientation des nanotubes de carbone, en revanche pour les microtubes biologiques l'orientation a été assurée avec des cavités en nitrure de silicium. L'équipe revendique une constante de torsion pour les microtubes biologiques de $92,8\text{ pN}\cdot\text{nm}^{-1}\cdot\text{rad}^{-2}\cdot\text{mW}^{-1}$ normalisée par rapport à la valeur de la puissance dans la cavité [99].

Des travaux plus récents du groupe de Crozier de l'université d'Harvard, utilisent une nanocavité en silicium sur isolant du même type que celle utilisée dans le groupe d'Erickson pour concevoir une plateforme de diffusion Raman de surface (Fig. 1.21). Dans cette expérience, le groupe se sert de la nanocavité à la fois comme actionneur (piège à particules) et comme capteur (détection shift infrarouge de la résonance). En effet ils piègent des nanoparticules d'argent de 80 nm de diamètre à l'aide du résonateur optique et observent le déplacement en longueur d'onde de sa résonance. Grâce à deux lasers, un laser de pompe (excitation de la cavité et piégeage) et un laser de sonde (spectroscopie de la cavité) injectés tous deux dans la cavité, on suit l'évolution de la résonance, en fonction du nombre de particules d'argent piégées sur le résonateur. A mesure que le nombre de particules piégées augmente, la résonance se déplace vers l'infrarouge. Un laser d'excitation pour la diffusion Raman à 532 nm illumine les particules au-dessus de la cavité. Une colonne de microscopie placée au-dessus de l'échantillon permet d'enregistrer la diffusion Raman des molécules

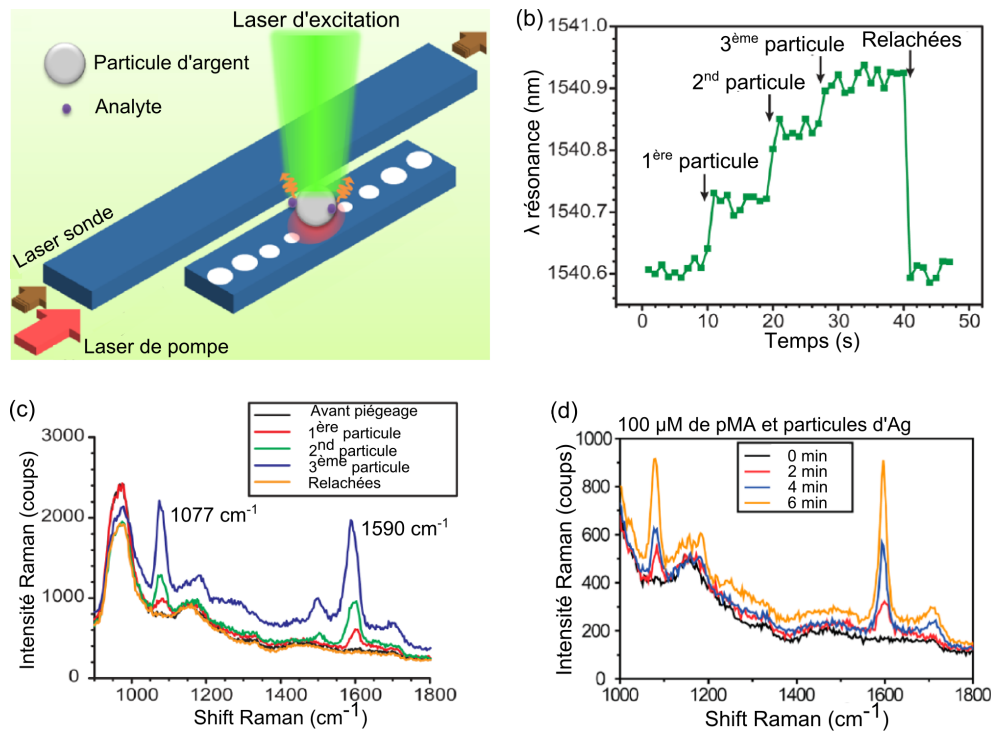


FIGURE 1.21 – (a) Schéma du montage pour la diffusion Raman à l'aide d'une nanocavité. (b) Déplacement en nm de la longueur d'onde de résonance en fonction du nombre de particule piégées. (c) Spectres de diffusion Raman enregistrés au-dessus de la nanocavité avant pendant et après le piégeage de particules d'argent. (d) Spectres de diffusion Raman pour une concentration de $100 \mu\text{M}$ de pMA à la surface des particules d'Ag, extrait de [100].

accrochées sur les particules d'argent [100, 101]. Dans cette expérience, la cavité est à la fois un outil de détection de particules et une pince optique.

L'équipe de Houdré de l'école polytechnique fédérale de Lausanne montre qu'une cavité creuse, dans un cristal photonique à deux dimensions crée une "rétro-action auto-induite" comme dans le cas des nanotrous plasmoniques [89]. L'équipe montre le couplage entre le mode résonant d'une cavité et une particule diélectrique à travers le piégeage de la particule. Pour l'expérience, la cavité est un trou de 700 nm de diamètre dans un cristal photonique à maille triangulaire sur une membrane en silicium. La cavité possède un facteur de qualité de 2000 dans l'eau et un volume modal de $0,36 \mu\text{m}^3$. Cette équipe montre le piégeage stable (20 min) d'une particule avec une estimation de la puissance dans la cavité de $120 \mu\text{W}$.

Une bille de 500 nm de diamètre piégée dans la cavité induit un déplacement de $2,9 \text{ nm}$ de la longueur d'onde de résonance vers les hautes longueurs d'onde. Ce déplacement en longueur d'onde, varie avec le recouvrement du champ dans la cavité avec la particule. La mise en évidence de ce déplacement de la longueur d'onde de résonance avec la présence de la particule a permis de trouver les paramètres de couplage entre la particule et la cavité (Fig. 1.22) [102, 103].

Un groupe de chercheurs de l'université de Californie du sud travaille sur l'utilisation des cristaux photoniques comme réseau d'assemblage de particules colloïdales.

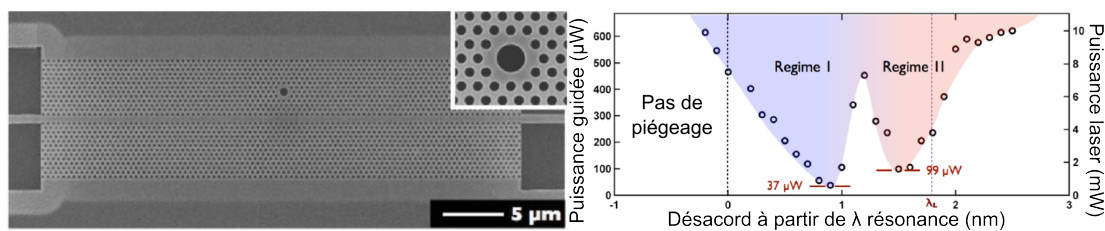


FIGURE 1.22 – *A gauche, le cliché MEB de la structure, avec un guide W1 au centre et en insert à droite la cavité. A droite, sur l'axe de gauche les puissances de seuils de piégeage en fonction de la puissance estimée dans le guide, et sur l'axe de droite la puissance de la diode laser. Les points correspondent à des temps d'échappement de particules du piège de l'ordre de 10 s, extrait de [102, 103].*

Dans cette expérience le cristal photonique est à maille carrée sur une membrane en silicium avec un facteur de qualité de 170. La structure est excitée en incidence normale, à l'aide d'un objectif de microscope à $1,55 \mu m$. Une cellule fluide surmonte l'échantillon et contient des particules de polystyrène en solution de $520 nm$ de diamètre. Lorsque le cristal photonique est illuminé avec une puissance de $64 mW$ les billes de polystyrène s'assemblent en réseau carré de $860 nm$ de paramètre de maille [104].

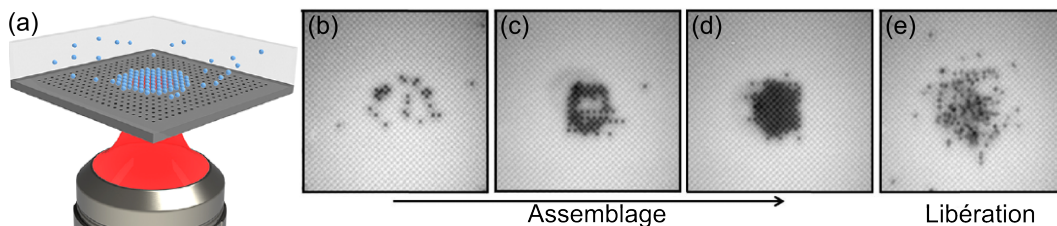


FIGURE 1.23 – *Auto-assemblage assisté optiquement de particules de $520 nm$ de diamètre au dessus d'un cristal photonique. (a) Schéma du montage, la lumière incidente provient du dessous et excite le mode guidé résonant de la membrane. Sous l'influence du champ, les particules s'assemblent. (b-d) La maille carrée du cristal photonique est visible en arrière plan, et orientée de 45° par rapport à la caméra. Ces images successives sont prises lorsque le laser excite la structure. (e) Cette image est enregistrée après l'arrêt du laser d'excitation [104].*

En 2013, j'ai mis en évidence à l'aide de cavités monomodes à cristaux photoniques couplées le déplacement de particules de $1 \mu m$ de diamètre de polystyrène en solution [105]. Selon la géométrie du couplage nous pouvons translater ou orienter un assemblage de particules. Ces résultats seront présentés et discutés dans les chapitres suivants de ce manuscrit et mis en regard avec les manipulations sur le même type de structure de la littérature.

1.5 Conclusion

La manipulation de particules par forces optiques a débuté il y a plus de quarante ans grâce à l'invention du laser par T. Maiman. Avant l'invention du laser la manipulation optique d'objets micrométriques paraissait difficile. Les avancées théoriques et expérimentales liées aux forces optiques ont mené au refroidissement d'atomes par laser et à la démonstration de condensats de Bose-Einstein avec des particules matérielles (atomes de Rubidium) [35].

Entre la fin des années 1990 et le début des années 2000 de nouvelles techniques sont ouvertes et permettent l'arrivée dans le domaine des forces optiques des faisceaux laser structurés. L'utilisation de réseau de diffraction et plus tard l'invention du masque de phase rendent possible la mise en forme complexe des faisceaux de piégeage. On peut changer la forme du faisceau *in operando*, pour faire de la manipulation complexe de particules. Les techniques citées jusqu'ici appartiennent à l'optique en espace libre et le faisceau laser mis en forme ou non illumine directement l'objet à piéger. Ces techniques peuvent souffrir de limitations en lien avec la forte densité de puissance laser du faisceau de piégeage. Elles sont devenues des outils très utilisés surtout en biologie pour l'analyse des moteurs moléculaires mais ces techniques ne sont que faiblement intégrables [9].

Une réponse à ces limitations est d'utiliser des fibres optiques. Grâce à elles on peut générer des localisations de champ électrique qui permettent à la fois de propulser et d'attirer des particules à l'aide du caractère à la fois propagatif et évanescent des microfibres [50, 52]. Une autre solution passe par l'utilisation d'ondes purement évanescentes. Les structures appartenant à l'optique intégrée comme les guides d'ondes, guides tranchés, jonctions Y et les anneaux résonants sont utilisées pour piéger et déplacer par ondes évanescentes des particules en solution en vue de les analyser ou de les trier [63, 67].

On retrouve aussi dans la littérature des expériences de piégeage de particules à l'aide de nanoantennes plasmoniques, qui permettent grâce à leurs faibles dimensions de créer des localisations de champ très ponctuelles (quelques dizaines de nanomètres) générant des gradients de champ intenses pour piéger des particules diélectriques de très faibles dimensions [90]. Néanmoins il est très difficile d'intégrer un tel système dans une puce photonique. Une autre expérience de piégeage de particules à l'aide d'une cavité photonique en silicium sur isolant a permis de montrer le piégeage de particules de polystyrène de 50 nm de diamètre [93]. Cette expérience, qui date de janvier 2010, nous inspire et nous décidons d'aller vers la manipulation de particules diélectriques à l'aide de distributions de champ accordables. Il est en effet possible de construire des structures de champs accordables en couplant par ondes évanescentes des cavités monomodes en silicium [106, 107, 108]. Ce projet nécessitera la construction d'un banc de mesures optofluidiques et la conception et fabrication de structures photoniques, nous allons dans le chapitre suivant expliquer la problématique ainsi que les développements expérimentaux et technologiques de cette étude.

2

Outils expérimentaux pour l'étude des nanopinces sur puce

Sommaire

2.1	Nanocavités comme brique de base pour les pinces optiques	28
2.2	Fabrication des nanopinces optiques sur puce	30
2.2.1	Contraintes de la cellule microfluidique	30
2.2.2	Les structures photoniques intégrées	31
2.2.3	Fabrication de la cellule microfluidique	34
2.3	Caractérisations optiques en champ proche et transmission	35
2.3.1	Microscope en champ proche optique	36
2.4	Développement du banc de mesures optofluidiques	38
2.4.1	Banc de spectroscopie de transmission existant	38
2.4.2	Évolution du banc de mesures	39
2.4.3	Visualisation et enregistrement du mouvement des particules	41
2.4.4	Interfaçage informatique de l'expérience	43
2.4.5	Description des outils d'analyse d'images et de suivi de particules	45
2.5	Conclusion	47

Avant mes travaux de thèse, les cavités à cristaux photoniques étaient (pour le consortium CEA / UB) fabriquées pour étudier leurs propriétés intrinsèques (confinement spectral et spatial).

Nous allons présenter dans ce chapitre les outils expérimentaux nécessaires à l'étude du piégeage de particules par des nanocavités intégrées sur SOI. Je présenterai dans ce chapitre mon approche de la problématique et détaillerai les développements que j'ai apportés.

Nous allons commencer ce chapitre par décrire la géométrie classique de la nanocavité à cristal photonique que nous utilisons.

2.1 Nanocavités comme brique de base pour les pinces optiques

L'utilisation des ondes évanescentes pour piéger ou déplacer des particules permet de diminuer les tailles des zones de piégeage dans la majorité des cas mais les niveaux de puissance optique mis en jeu restent relativement élevés [63, 58]. Pour pallier le fort niveau de puissance demandé dans les systèmes intégrés, certains groupes de recherches ont utilisé des localisations de champs électromagnétiques propres à des antennes plasmoniques [81] ou des cavités photoniques [93].

D'autres groupes ont choisi une stratégie différente pour minimiser les puissances de piégeage. Ils ont conçu des structures plasmoniques et des cavités photoniques qui prennent en compte la présence de la particule comme une composante additive dans le mécanisme de piégeage. Pour pouvoir prendre en compte la présence de la particule dans le piégeage les structures sont "ouvertes", elles peuvent accueillir la particule. Qu'elles soient plasmoniques ou photoniques, il est reporté dans la littérature un niveau de puissance nécessaire au piégeage plus faible que pour des systèmes photoniques ou plasmoniques "fermés" [89, 102].

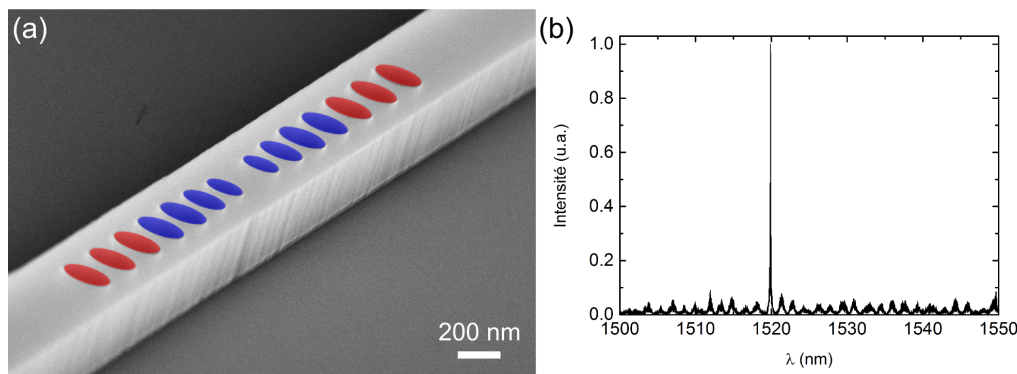


FIGURE 2.1 – (a) Cliché MEB, avec un angle de 70° , de la nanocavité en SOI, avec 3 trous dans la partie périodique, en rouge. La zone d'adaptation constituée des 4 trous côté intérieur de la cavité, en bleu. (b) Spectre typique de transmission d'une nanocavité.

Nous avons choisi une approche différente. Il s'agit d'utiliser des nanorésonateurs optiques de type nanocavité à cristal photonique comme pinces optiques sur puce. Ces structures ont été étudiées dans les laboratoires du consortium CEA / UB au cours de thèses précédentes [109, 110].

La nanocavité est intégrée dans un guide ruban en Silicium sur isolant (500 nm de largeur et 340 nm de hauteur). Chaque miroir est constitué d'un enchaînement périodique de N trous d'air dans le guide (les zones rouges dans la Fig. 2.1) puis d'un taper. La taille et la période des trous ont été optimisées pour obtenir une bande interdite photonique centrée à $1,55\ \mu\text{m}$ [111]. Le diamètre des trous est 230 nm et leur période 370 nm . Une lacune de 364 nm sépare les deux miroirs et constitue la cavité qui supporte un mode résonant dans la bande interdite des miroirs (Fig.2.1).

Dans la zone d'adaptation ou *taper*, en bleu dans la Fig. 2.1 (a), le diamètre et l'espacement des trous varient respectivement de 170 nm à 230 nm et de 260 nm à

370 nm. Ce *taper* a été étudié et optimisé lors de précédents travaux [112, 109] afin de réduire au maximum les pertes à la réflexion. La zone d'adaptation va progressivement accorder le profil du mode résonant à celui du mode de Bloch du miroir à cristal photonique.

La réflectivité des miroirs est proportionnelle au nombre N de trous dans la partie périodique. Pour un nombre $N = 7$ trous, on atteint un facteur de qualité $Q = 60\,000$. Le volume modal standard d'une cavité est de $V_m \simeq 0,6(\frac{\lambda}{n})^3$ [109]. Le facteur de qualité Q de la cavité est défini à partir du modèle du Fabry-Perot [113].

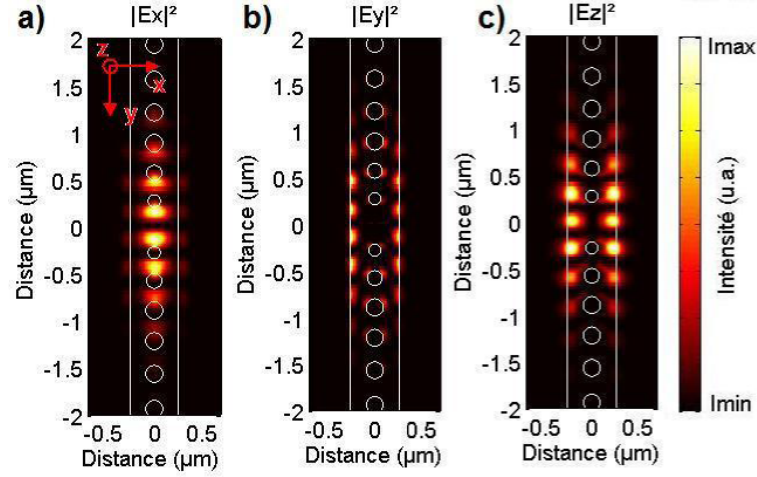


FIGURE 2.2 – Calcul 3D, par méthode modale, des distributions en intensité des composantes du champ électrique de la cavité. L'intensité maximale de E_x en (a) est 2,5 fois plus élevée que celle de E_y (b) et de E_z (c), extrait de [114].

Nous avons vu dans la figure 2.1 que la cavité permet de confiner spectralement une onde électromagnétique proche infrarouge. Si on s'intéresse à la distribution spatiale du mode résonant (la distribution du champ dépend surtout de la géométrie de la zone d'adaptation) de la figure 2.2. On observe, à l'aide de ces trois coupes à 4 nm au-dessus de la cavité les distributions en intensité des composantes du champ électrique. Ce calcul tridimensionnel est effectué par une méthode modale au laboratoire Charles Fabry de l'institut d'optique. Les simulations ont été vérifiées expérimentalement grâce à l'imagerie en champ proche optique depuis la thèse de L. Lalouat [115].

Les cavités décrites ici ont la possibilité d'être couplées l'une à l'autre facilement. Il y a deux voies de couplage envisageable, le couplage dit latéral [106, 107] des cavités par recouvrement des ondes évanescentes et le couplage longitudinal pour obtenir par exemple des modes lents [116, 117].

Au cours de la thèse de K. Foubert [110], des géométries composées de une à huit cavités latéralement couplées entre deux guides, ont été étudiées (cf. Fig. 2.3). Ces structures couplées reposent sur le principe des *Coupled Resonators Optical Waveguide* proposé par A. Yariv [118].

Le système (Fig. 2.3 (a)) associe à chaque longueur d'onde autorisée une résonance qui donne lieu à une répartition du champ déterminée. A partir du couplage des cavités nous pouvons ainsi concevoir des distributions de champ accordables. Lorsqu'on

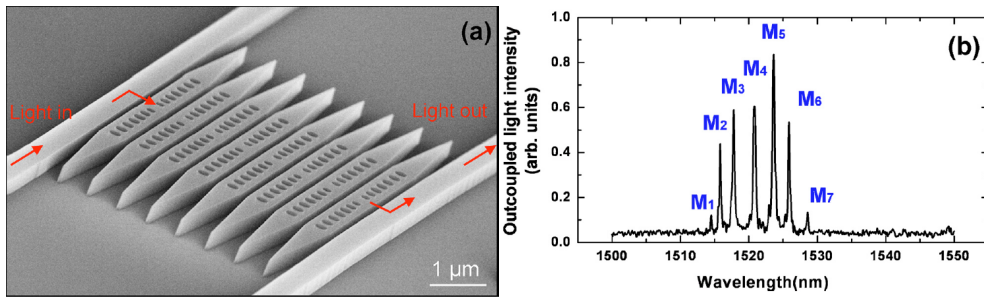


FIGURE 2.3 – (a) Cliché MEB avec un angle de 70° des 8 cavités monomodes couplées latéralement en Add-Drop. (b) Spectre de transmission associé aux cavités en (a) [107].

couple des cavités, différents modes optiques vont apparaître avec des longueurs d'ondes de résonances distinctes et des distributions de champ différentes [106, 107]. Notre objectif est d'utiliser ces modes optiques, pour manipuler des particules en suspension en ajustant la longueur d'onde d'excitation du laser accordable à leurs longueurs d'ondes de résonances. Nous verrons au cours du manuscrit les distributions de champ associées à chaque longueur d'onde de résonance pour les structures qui nous intéressent. Nous ferons appel à la microscopie en champ proche optique, en mode interaction pour connaître la structure fine de la distribution du champ électrique à la surface des cavités [119, 106, 107].

2.2 Fabrication des nanopinces optiques sur puce

2.2.1 Contraintes de la cellule microfluidique

Différentes contraintes sont associées à l'intégration des cavités SOI dans un environnement fluide puis à leur caractérisation expérimentale comme le montre la figure 2.4. En première approche, nous avons choisi de réaliser des *piscines pour suspensions colloïdales* au-dessus des cavités SOI.

- la cellule fluide a des dimensions inférieures en largeur et en longueur à celles de la puce photonique

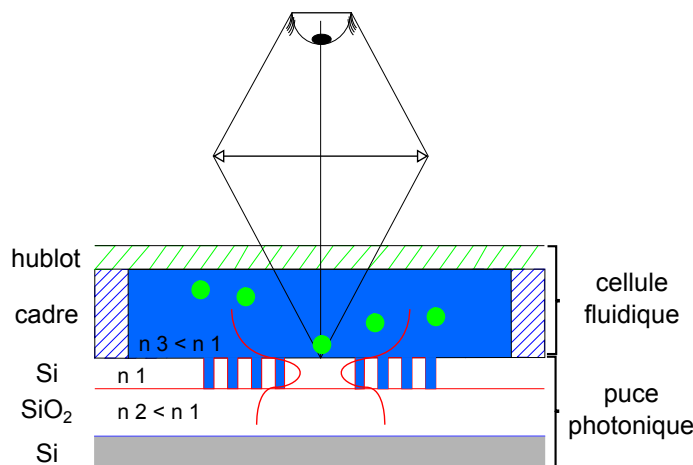


FIGURE 2.4 – Schéma de principe de la cellule microfluidique sur une puce photonique.

Contraintes liées à l'observation du mouvement des particules de polystyrène au-dessus des structures photoniques :

- la cellule doit être dotée d'un hublot transparent dans le visible
- la hauteur de la cellule fluïdique ne doit pas perturber la visualisation des particules
- la cellule doit être étanche à la solution colloïdale

Contraintes liées à la nature du matériau qui compose la partie de la cellule fluïdique située entre le hublot et les structures photoniques :

- la partie de la cellule en contact avec les guides d'onde doit être transparente autour de $1,55 \mu m$ et à un indice optique inférieur à celui du silicium
- la partie de la cellule en contact avec les guides d'onde doit être souple pour que la cellule soit étanche
- la partie de la cellule entre le hublot et les guides d'ondes, doit spontanément coller à la puce photonique et au hublot

Contraintes dimensionnelles de la puce photonique :

En regard de ces contraintes la cellule sera composée de trois parties (Fig. 2.4) :

- la puce photonique avec les structures en silicium sur isolant
- un cadre en plastique fin, souple et transparent dans le proche infrarouge
- un hublot fin et transparent dans le visible

La solution retenue pour la partie cadre de la cellule fluïdique est un polymère (souple une fois réticulé) et facile à mettre en œuvre le polydiméthylsiloxane (PDMS). On obtient facilement des couches de PDMS d'épaisseur contrôlée par enduction centrifuge et recuit sur un wafer de silicium.

La solution retenue pour le hublot est d'utiliser une lamelle de verre de $150 \mu m$ d'épaisseur. Les lamelles de verre sont fabriquées par Menzel-Gläser à partir d'une nuance de verre vendu par Schott. Ces lames couvre-objets possèdent un indice de réfraction $n_l = 1,5255$ à $546,1 nm$. La transmission des lamelles (de $150 \mu m$ d'épaisseur) est de $91,7 \%$ dans le visible ce qui en fait des candidates idéales pour la microscopie optique dans le visible.

2.2.2 Les structures photoniques intégrées

La fabrication des composants nanophotoniques est effectuée au Laboratoire des Technologies de la Microélectronique (LTM du CNRS). Les moyens utilisés pour la fabrication des cavités font partie des installations de la salle blanche du Laboratoire d'électronique et des technologies de l'information (CEA-LETI). La fabrication des cavités utilisées au cours de cette thèse a été assurée par D. Peyrade et par moi-même, du dessin du masque de lithographie jusqu'à la gravure. Les procédés de fabrication des cavités (lithographie électronique et gravure) ont été développés au cours de la thèse de P. Velha [109].

2.2.2.1 Lithographie électronique des structures photoniques

La lithographie électronique est une méthode d'insolation de la résine par un faisceau d'électrons. Ce processus d'exposition en série de la résine est lent par définition. Il faut plusieurs heures pour insoler les motifs du masque répété 25 fois (à 25 dose différentes), dans notre cas sur un wafer de 200 mm.

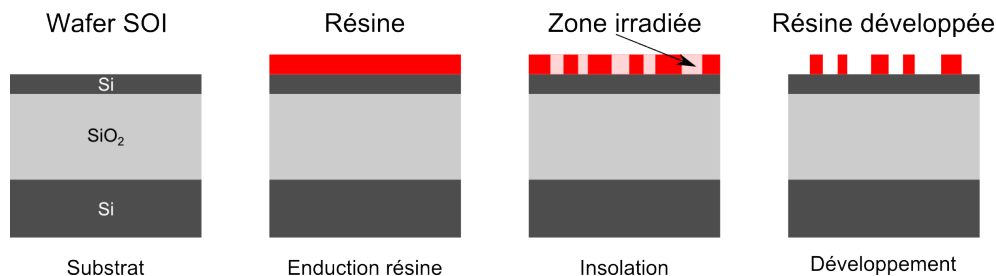


FIGURE 2.5 – Les différentes étapes de la lithographie électronique.

Indépendamment de la technique utilisée, le principe d'une étape de lithographie reste le même. Cette étape consiste à reproduire un motif sur un substrat par l'intermédiaire d'une résine. Ce processus se décompose en trois étapes (Fig. 2.5) :

- le dépôt de la résine, à l'aide d'une tournette
- la reproduction du motif dans la résine par insolation
- le développement de la résine qui révèle le motif enregistré dans l'épaisseur de la couche de résine.

La structure du guide d'onde utilisé dans cette thèse a été optimisée durant les travaux de thèse de P. Velha [109]. Les wafers de SOI utilisés ici répondent à ces critères et sont définis comme suit : une couche de 340 nm de silicium monocristallin orienté (100), en-dessous de laquelle se trouve une couche d'oxyde de silicium de 2 μm d'épaisseur, elle-même posée sur un substrat de silicium d'environ 700 μm d'épaisseur. Le guide d'onde, que nous utilisons pour nos expériences, est fabriqué en gravant un motif de 500 nm de largeur sur toute la hauteur de la couche de Silicium monocristallin.

Dans notre cas, les structures photoniques (guides d'ondes et cavités) nécessitent quelques nanomètres de résolutions, c'est pourquoi nous utilisons un masqueur électronique (Vistec VB6 UHR EWF). Cet instrument permet l'insolation de résine électrosensible sur un wafer entier de 200 mm. Pour reproduire les motifs nous utilisons une résine de type négative à amplification chimique (NEB 22), les parties insolées resteront sur le wafer après développement. L'enduction centrifuge de la plaquette avec la résine ainsi que le recuit après exposition et développement sont réalisés sur une piste (TEL 9400c). Dans cette procédure la résine est employée comme masque de gravure. Il est donc important d'avoir une couche de résine résistante à la gravure du silicium. Une épaisseur de 400 nm, d'après le travail en amont, est suffisante pour résister à l'étape de gravure sèche et transférer les motifs dans le silicium.

2.2.2.2 Gravure et nettoyage des structures photoniques

Le transfert des motifs dans le silicium se fait par gravure sèche. Pour cette gravure nous utilisons un bâti de type *Reactive Ion Etching-Inductive Coupled Plasma* RIE-ICP. Ce bâti permet de créer un plasma dense et agressif envers les matériaux. Le processus utilise un plasma d'ions accélérés sur l'échantillon qui est alors gravé de manière anisotrope (Fig. 2.6).

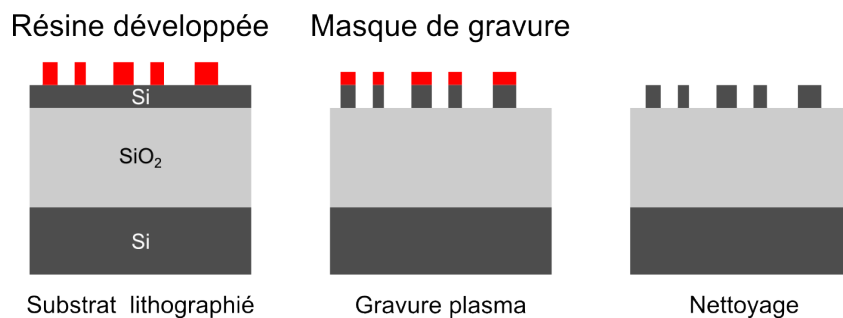


FIGURE 2.6 – Les différentes étapes de la gravure.

La gravure des guides d'ondes en silicium peut être résumée de la manière suivante. Le procédé de gravure débute par une étape de CF_4 de 2 s pour graver la couche d'oxyde de silicium natif. La seconde étape est la gravure du silicium à l'aide d'un mélange de gaz (Cl_2 , HBr et O_2). A l'issue de l'étape de gravure du silicium, on effectue un plasma O_2 pour retirer la résine. Après la gravure sèche, les flancs des guides d'ondes sont passivés par une attaque à l'acide fluorhydrique dilué (HF 1% pendant 30 s).

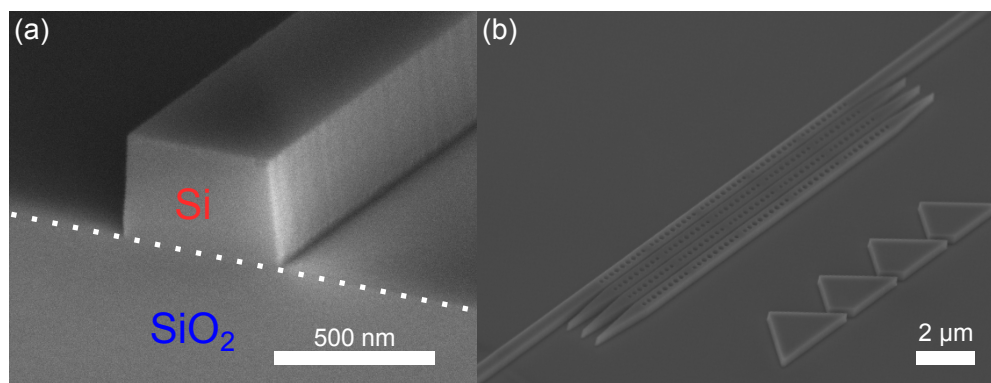


FIGURE 2.7 – Clichés MEB des structures après la fabrication, avec un angle de 70° . (a) Face clivée d'un guide ruban en silicium sur SiO_2 . (b) 16 nanocavités monomodes couplées.

Après les étapes de fabrication, le wafer est recouvert de 25 puces photoniques. Nous procédons au clivage du wafer pour obtenir des puces photoniques rectangulaires ($2,5\text{ cm L} \times 1\text{ cm h}$). Les guides d'ondes sont orientés parallèlement à la largeur de l'échantillon. La zone comportant les structures photoniques est centrée par rapport à la longueur de la puce et s'étend sur 5 mm . Cette taille d'échantillon est compatible avec les bancs de caractérisation optique que nous utilisons et développons. Sur la figure 2.7 (a), on voit une face clivée typique d'un guide d'onde et en (b) une cavité en silicium appartenant à une puce photonique.

2.2.3 Fabrication de la cellule microfluidique

2.2.3.1 Fabrication d'une couche uniforme de PDMS

Le PDMS est un polymère organo-minéral de la famille des siloxanes, très utilisé pour la fabrication de puces microfluidiques [120, 121]. Les liaisons siloxanes permettent d'obtenir une chaîne polymère flexible avec un haut niveau de viscoélasticité. Le PDMS est fabriqué à partir d'un monomère liquide et d'un agent réticulant.

Lors du mélange du monomère liquide et de l'agent réticulant, on constate l'apparition de bulles. Comme le mélange est visqueux le dégazage est assisté par pompage. Avant de déposer le mélange dégazé (monomère et agent réticulant) sur le substrat de silicium, celui-ci est traité avec un agent anti-adhérent (l'Optool DSX) [122]. Lorsque la solution est dégazée on l'étale par enduction centrifuge sur la face polie d'un wafer de silicium de 100 mm de diamètre (Fig. 2.8). La couche étalée est polymérisée par chauffage sur une plaque chauffante 5 min à 150°.

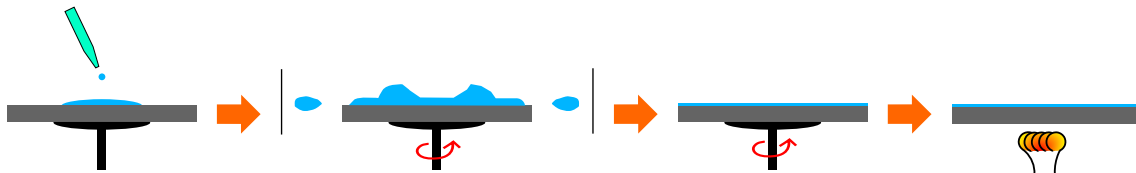


FIGURE 2.8 – Fabrication d'une couche de PDMS par étalement de la solution de monomère et d'agent réticulant pour réaliser le cadre d'une cellule microfluidique.

L'épaisseur finale de la couche de PDMS dépend de la vitesse de rotation et de la durée de l'enduction centrifuge.

Pour la réalisation de la cellule fluidique nous utilisons des épaisseurs de PDMS comprises entre 70 et 210 μm . Les premières cellules sont réalisées avec des couches de PDMS de 140 et 210 μm d'épaisseur. Cela correspond respectivement à deux et trois étapes de spincottage d'une minute à 1000 rpm avec une étape de recuit après chaque enduction de PDMS.

Pour utiliser des couches moins épaisses de PDMS, la surface du wafer de support pour le spincottage et le recuit est traité avec un agent anti-adhérent. De cette manière on peut décoller une couche de PDMS de 70 μm d'épaisseur réticulée sur le wafer de silicium sans la détériorer.

2.2.3.2 Montage de la cellule fluidique

A l'issue de la polymérisation, je définis un cercle à l'emporte-pièce ou un rectangle au scalpel, directement dans la couche de PDMS réticulée sur le wafer de silicium. Je prélève ensuite, le morceau de PDMS défini par coupage. Cette ouverture dans la couche de PDMS est le réservoir de la cellule microfluidique. Ce réservoir est ensuite inscrit dans un second rectangle plus grand qui est reporté sur la puce photonique de manière à encercler l'ensemble des structures optiques. Le décollage du morceau de PDMS du substrat de silicium ainsi que le dépôt et l'alignement sur la puce photonique sont des étapes qui demandent beaucoup de minutie et d'attention et se déroulent sous une loupe binoculaire ou à l'œil nu bien exercé.

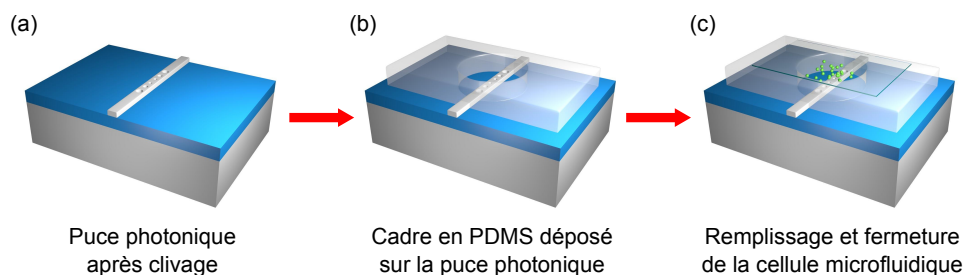


FIGURE 2.9 – Fabrication de la cellule microfluidique. Dépôt du PDMS, remplissage avec la solution colloïdale et fermeture de la cellule.

En fonction de l'épaisseur du PDMS et des dimensions de l'ouverture dans la couche de PDMS, les volumes de solutions colloïdales vont varier dans la cellule. Les volumes sont compris entre 1 et 4 μL . Lorsque la couche de PDMS est en place sur la puce photonique, l'ouverture qui forme le réservoir à solution de particules est remplie. L'ouverture dans la couche de PDMS remplie avec la solution de particules est recouverte par une lamelle de verre de 150 μm d'épaisseur. La lamelle a été préalablement coupée aux dimensions de la couche de PDMS (Fig.2.9), et ce hublot est coupé pour être moins large et moins long que la puce photonique.

A l'issue des étapes de fabrication et montage de la cellule fluidique. L'échantillon optofluidique contient une solution de particules qu'on visualise avec le système de microscopie du banc d'optofluidique. La cellule est étanche et ne perturbe pas la propagation de la lumière dans les structures optiques. La lumière proche infrarouge, peut être injectée et collectée par les faces clivées de la puce photonique restées libres et propres. Si nécessaire, on peut utiliser la cellule fluidique pendant au moins 24 heures, les tests n'ont pas été effectués au-delà de cette durée.

2.3 Caractérisations optiques en champ proche et transmission

Nos structures sont tout d'abord des cavités optiques intégrées dans des guides d'ondes. Les cavités résonnent autour de 1,55 μm et le couplage et la collection du signal optique s'effectuent par les faces clivées des guide d'ondes de l'échantillon. Les cavités génèrent à la fois une localisation spectrale du champ et une localisation spatiale. Il est nécessaire de mesurer les deux. Le montage de caractérisation optique en transmission, baptisé banc de spectroscopie de mode guidé (SiNaPS, CEA-Grenoble), nous permet de caractériser spectralement les cavités. En ce qui concerne la localisation spatiale du champ dans les cavités, nous utilisons un microscope en champ proche optique développé pour les échantillons d'optique intégrée à couplage par la tranche (Groupe d'Optique de Champ Proche, Université de Bourgogne). Grâce à la microscopie en champ proche optique, on peut visualiser la structure du champ aux longueurs d'ondes qui nous intéressent.

2.3.1 Microscope en champ proche optique

Les microscopes en champ proche font partie de la grande famille des microscopes à sonde locale, *Scanning Probe Microscope*, SPM. Les inventions successives du microscope à effet tunnel, *Scanning Tunneling Microscope*, STM en 1982 [123, 124] et plus tard la création du *Scanning Near-Field Optical Microscope*, SNOM en 1984 [125] ont permis des avancées technologiques importantes.

Pour obtenir la structure du champ proche optique des modes résonants de nos échantillons photoniques, nous avons recours à une technique dite en *interaction* ou en *perturbation*. Plus particulièrement, nous avons utilisé la technique mise en place au laboratoire pour imager les modes résonants de structure photonique en optique intégrée; le SNOM en mode interaction (cf. [114], chapitre 7). Un montage de spectroscopie de transmission est déployé autour du microscope en champ proche optique à asservissement *Shear force* [126].

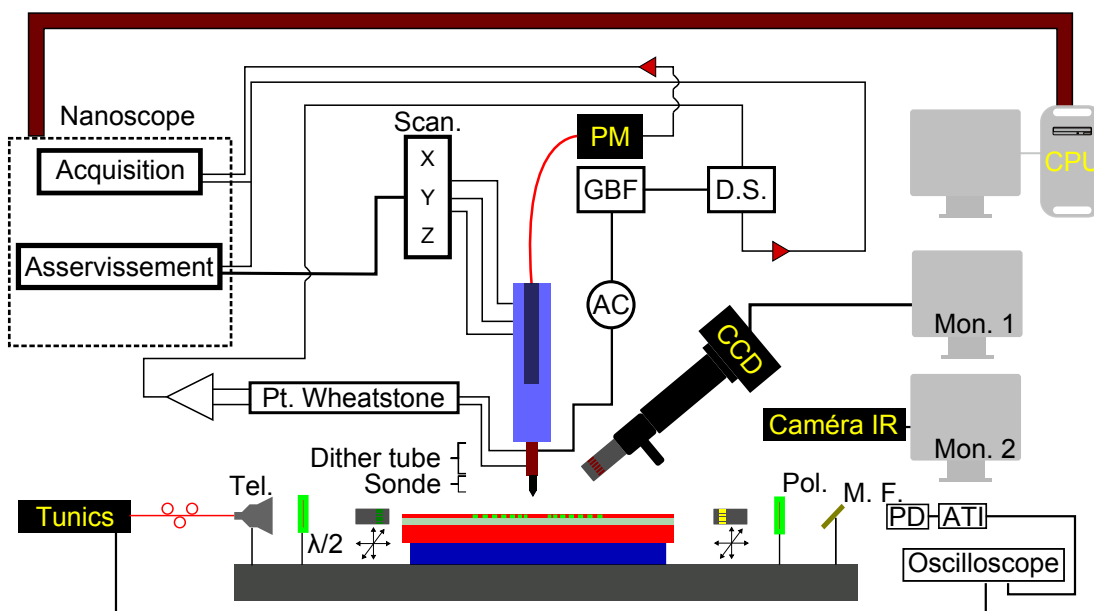


FIGURE 2.10 – Schéma du microscope en champ proche optique sur le banc de spectroscopie de mode guidé.

Comme on peut le voir sur le schéma Fig. 2.10, un générateur de fréquence (GBF) excite l'oscillation du dither tube entre 40 et 120 kHz. Le dither tube est la quatrième impédance du pont de Wheatstone, celle-ci varie en fonction de la fréquence imposée par le GBF. Deux autres impédances du pont sont variables (condensateur en parallèle avec un potentiomètre) pour l'équilibrage du pont, la dernière impédance est purement résistive. La détection synchrone (DS) extrait le signal de variation d'impédance du dither tube à la fréquence imposée par le GBF. Deux tubes piézo-électriques placés au-dessus et solidaires du dither tube donnent la possibilité de se déplacer dans les trois directions de l'espace. Le premier tube est séparé en quatre quadrants pour les déplacements dans les directions X et Y qui peuvent atteindre $148 \mu\text{m}$ d'amplitudes au maximum. Le second tube sert aux déplacements selon l'axe Z perpendiculaire à la surface de l'échantillon, ce tube peut s'allonger de $6 \mu\text{m}$ au

maximum. Ce tube fait partie des éléments de la boucle d'asservissement. La sonde champ proche est une fibre amincie à une extrémité, l'autre est connectée au photodétecteur (PM). L'électronique d'acquisition et d'asservissement est un Nanoscope de Digital Instrument, conçue à l'origine pour le pilotage d'un STM.

Pour les échantillons étudiés, en silicium et dioxyde de silicium la sonde champ proche est maintenue à 4 nm de sa surface. Ce qui veut dire que beaucoup de précautions et de contraintes sont à prendre pour entreprendre les expériences de champ proche optique sur nos structures photoniques. Tous les bruits d'origines mécaniques ou électriques peuvent potentiellement dégrader le signal *shear force*.

La sonde va se déplacer au-dessus de la surface de l'échantillon en conservant une distance constante (4 nm) avec l'échantillon grâce à la boucle d'asservissement. De manière générale on enregistre trois images en même temps.

L'image dite *shear force*, qui traduit la topographie de l'échantillon et qui nous permet, en situation de mesure, de savoir où la sonde se trouve, donne aussi la topographie de l'échantillon (cf Fig. 2.11).

A chaque position de la pointe dans le champ proche de l'échantillon, nous enregistrons la valeur d'intensité sur le détecteur relié à la sonde (PM). Cette image est appelée image en mode collection (cf Fig. 2.11). Dans cette image seront confondues les parties évanescentes et propagatives du champ collectées à la longueur d'onde de mesure.

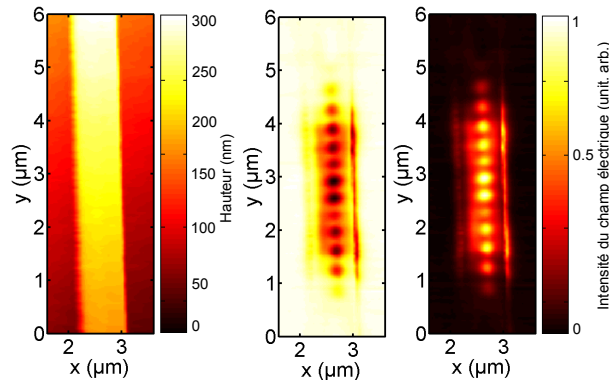


FIGURE 2.11 – Les images issues du microscope en champ proche optique. De gauche à droite, l'image *shear force*, l'image en interaction, et la distribution de l'intensité du champ électrique d'après l'image en interaction.

L'image en *interaction* va nous permettre de connaître la structure du mode de résonance de ou des cavités. Cette technique de mesure est basée sur la théorie des perturbations [127]. Cette image est constituée par l'enregistrement du signal optique transmis par la structure résonante à la longueur d'onde de mesure pour chaque position de la sonde dans le champ proche de l'échantillon. En effet, il a été montré (cf. chapitre 7 de la thèse de L. Lalouat [114]) que la perturbation adiabatique induite par une sonde champ proche purement diélectrique sur l'intensité transmise $I_T(r, \lambda)$ par la cavité est reliée au carré du champ électrique totale du mode résonant. Les spectres des cavités étudiées présentent un pic de résonance en forme de lorentzienne. ω est la largeur à mi-hauteur du pic de résonance et λ_r la longueur d'onde de

résonance. D est une constante de la sonde champ proche et A un coefficient.

$$I_T(r, \lambda) = A \frac{\omega/2\pi}{(\omega/2)^2 + \left(\lambda \left(1 - D \|\overrightarrow{E_{cav}}(r)\|^2 \right) - \lambda_r \right)^2} \quad (2.1)$$

La caractérisation des cavités résonantes par microscopie en champ proche optique de la Fig. 2.11, nous permet de vérifier que les structures sont conformes aux simulations réalisées avant la fabrication. De plus, nous connaissons la distribution de l'intensité du champ électrique dans les structures et ainsi nous pouvons accéder à la distribution des forces optiques subies par des particules dans le champ proche des structures.

2.4 Développement du banc de mesures optofluidiques

Au cours de cette thèse j'ai mis en place un banc de mesures dédié à l'optofluidique afin d'évaluer l'interaction entre une solution colloïdale et les structures photoniques jusque là étudiées en transmission [128, 111] puis en champ proche optique [119, 115]. Pour le consortium CEA / UB, l'optofluidique représente une nouvelle thématique de recherche qui débute avec ce travail de thèse.

En se basant sur notre expérience personnelle et la bibliographie, nous avons été amenés à modifier le montage expérimental de mesures en transmission du laboratoire SiNaPS pour en faire un outil dédié à la caractérisation optofluidique. Dans ce qui suit nous allons détailler les développements mis en place tout au long de la thèse.

Dans un premier temps nous présentons le montage existant au laboratoire SiNaPS à mon arrivée.

2.4.1 Banc de spectroscopie de transmission existant

Au laboratoire SiNaPS (CEA-Grenoble), un banc de spectroscopie de mode guidé à couplage par la tranche existe depuis les travaux de thèse de M. Zelsmann [129]. Au cours des thèses suivantes B. Cluzel [130], P. Velha [109] et K. Foubert [110], ce banc de spectroscopie a été modifié pour posséder de nouvelles fonctionnalités.

Le banc de spectroscopie est composé d'une source de lumière, un laser accordable dans la gamme 1,45 à 1,59 μm (Tunics). Ce laser est une source dédiée aux communications optiques fibrées. La structure photonique est excitée par une face clivée d'un guide d'onde, grâce à un dispositif d'injection (objectif ou fibre lentillée) fixé sur un système d'alignement de l'injection avec l'échantillon. Nous utilisons un manipulateur avec 3 axes de translation. Au centre on retrouve le porte échantillon avec la puce photonique. Pour collecter la lumière à la sortie de la face clivée de l'échantillon on dispose d'un objectif fixé sur un système d'alignement similaire à celui du dispositif d'injection. Sur le trajet optique de l'objectif de collection on place un miroir amovible qui permet de réfléchir la lumière soit, en direction de la caméra

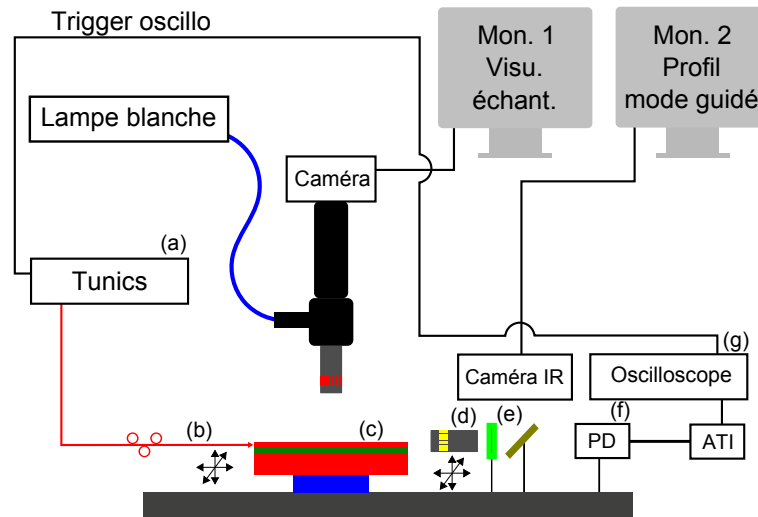


FIGURE 2.12 – Schéma du banc de spectroscopie existant. Les éléments fondamentaux du banc. (a) Laser accordable. (b) Fibre lentillée. (c) Échantillon photonique en SOI. (d) Objectif de collection. (e) Polariseur. (f) Photodétecteur InGaAs. (g) Oscilloscope numérique.

proche infrarouge (visualisation du profil du mode) soit, vers la chaîne de détection (photodiode, amplificateur de courant et oscilloscope numérique). Pour se repérer au-dessus de l'échantillon on utilise une colonne de vision avec un zoom X12 et un objectif à longue distance de travail de grossissement X10, Fig. 2.12. La colonne de vision est équipée d'une caméra analogique connectée à un moniteur pour une visualisation directe de la surface de l'échantillon ainsi que l'extrémité de la fibre d'injection.

Grâce au banc de spectroscopie de mode guidé, nous pouvons enregistrer le spectre de transmission d'une structure photonique (guide, cavité ou cavités couplées). Pour obtenir le spectre d'une structure, il faut tout d'abord positionner la puce photonique sur le porte échantillon. Ensuite, nous alignons, la face clivée de "sortie" de l'échantillon avec l'objectif de collection, en regardant à l'aide de la caméra infrarouge la lumière diffusée au travers de l'objectif. Puis, à "l'entrée" de l'échantillon nous injectons dans les guides d'ondes à l'aide d'une fibre lentillée, le laser accordable proche infrarouge. Les spectres de transmission sont enregistrés en utilisant le mode balayage de la source synchronisé avec l'oscilloscope numérique (cf. Fig 2.1).

2.4.2 Évolution du banc de mesures

2.4.2.1 Adaptation de l'injection

Nous avons inséré un amplificateur à fibre optique dopée aux ions erbium, qui est connecté à la sortie du laser accordable. Cet appareil est capable de fournir au maximum 225 mW de puissance optique en sortie de fibre d'injection dans les deux bandes de télécommunications suivantes C ($1529 - 1565\text{ nm}$) et L ($1565 - 1605\text{ nm}$). L'utilisation de cet amplificateur a mis en évidence l'utilité de changer de dispositif d'injection.

En effet, nous utilisons des fibres d'injection (cf. Fig. 2.13 (a)) avec l'extrémité côté échantillon en polymère. Le cône en polymère de ces fibres commence à fondre aux alentours de 10 mW en sortie du laser accordable. Nous nous sommes équipés de fibres d'injection lentillées par polissage. Les fibres sont obtenues par amincissement mécanique (cf. Fig. 2.13 (b)) et peuvent supporter jusqu'à 1 W de flux laser.

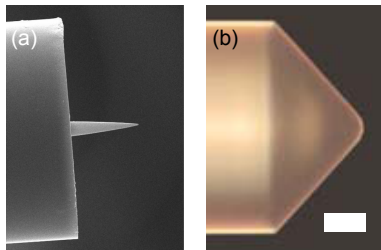


FIGURE 2.13 – Les fibres d'injection. (a) La fibre lentillée avec embout en polymère. (b) La fibre lentillée par polissage mécanique de la fibre optique massive. Barre d'échelle $25\ \mu\text{m}$ [131, 132].

Les fibres d'injection présentées ici proviennent de technologies de fabrication différentes et de fournisseurs différents. Elles produisent néanmoins des spots de diamètre $2\ \mu\text{m}$ comparables.

2.4.2.2 Porte échantillon dédié à l'optofluidique

Nous avons conçu et réalisé un porte échantillon capable d'accueillir une puce photonique d'au moins $2,5\text{ cm}$ de longueur et d'au moins 5 mm de largeur avec une cellule microfluidique en sus voir Fig. 2.14. La partie haute et transparente du porte échantillon (Fig. 2.14 (5)), où repose la puce photonique est amovible. Cela facilite le remplissage de la cellule microfluidique en déposant et replaçant le support sur le porte échantillon sans avoir besoin d'aligner le banc de mesures à nouveau. La puce photonique est collée à l'adhésif double face sur la partie amovible. Ce porte échantillon est évolutif, il peut accueillir d'autres supports de puce optofluidique tant que le système de fixation reste compatible avec la combinaison butée anti-rotation et l'aimant permanent.

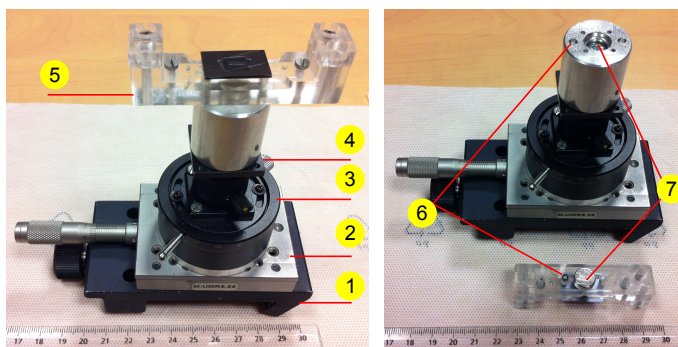


FIGURE 2.14 – Porte échantillon avec un support de puce optofluidique aimanté amovible. (1) Griffes X. (2) Translation. (3) Rotation. (4) Ascenseur. (5) Support de puce photonique aimanté amovible. (6) Butée anti-rotation du support de puce et orifice d'accueil dans le cylindre d'aluminium. (7) Aimant pour la fixation du support de puce dans le cylindre d'aluminium.

2.4.3 Visualisation et enregistrement du mouvement des particules

Nous désirons observer une solution de particules de polystyrène ($\sim 1 \mu m \varnothing$) à l'intérieur d'une cellule microfluidique. Un petit volume de solution de particules est enfermé au-dessus des structures photoniques (cf. Fig. 2.9).

Nous possédons une colonne de vision commerciale (Navitar) sur laquelle on peut fixer une caméra et un objectif de microscope. Lorsque nous débutons ce travail la colonne est munie d'un objectif X10 (N.A. 0,28 et W.D. 33 mm) et d'une caméra analogique à capteur CCD. Pour adapter ce système de vision à nos besoins, il faut augmenter le grossissement de l'objectif pour être capable d'observer à la fois les particules et les structures photoniques dans la cellule. De plus, les particules que nous allons utiliser sont fluorescentes, donc nous devons installer un kit de filtres de fluorescence dans notre colonne de vision. Enfin, la caméra analogique est remplacée par une caméra numérique interfaçable facilement.

Visualisation des particules dans la cellule microfluidique

Nous sommes partis de la colonne de vision Navitar "Ultrazoom" X12, que nous avons modifiée en changeant la séparatrice 50/50 par une lame dichroïque, adaptée à la fluorescence des particules de polystyrène. Les particules de polystyrène fluorescentes, doivent être illuminées aux alentours de 468 nm et fluorescent à partir de 508 nm. La figure 2.15 schématise le fonctionnement de cette colonne de vision modifiée.

Le système d'illumination de la colonne est de type coaxial. Nous avons le choix de la source d'illumination entre une lampe halogène, et une diode électroluminescente à 470 nm et de 170 mW de puissance optique pour exciter la fluorescence des particules de polystyrène (cf. Fig. 2.15). Le montage de la diode, a été réalisé par nos soins.

Le set de filtres de fluorescence comprend aussi un filtre de collection, placé en haut de la colonne de vision (Fig. 2.15). Ce filtre a pour fonction de filtrer la lumière issue

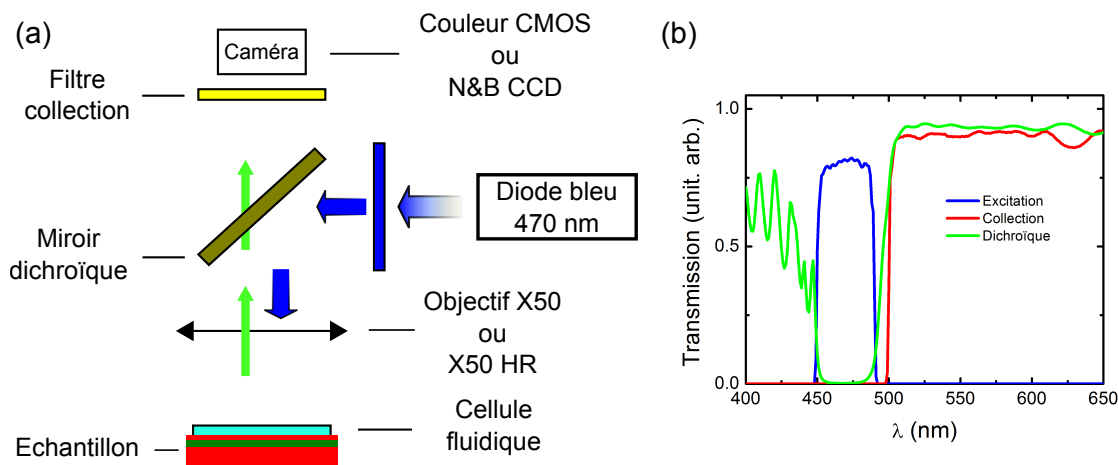


FIGURE 2.15 – (a) Schéma de la colonne de vision, avec l'objectif, la caméra, les filtres et le miroir dichroïque. (b) Transmissions des filtres d'excitation, collection et le miroir dichroïque, source www.chroma.com.

de la source d'excitation qui n'est pas réfléchié par la lame dichroïque.

Monté sous cette colonne Navitar adaptée, un objectif X50 Mitutoyo d'ouverture numérique 0,42. L'objectif possède une distance de travail de 20,5 mm ce qui permet une grande liberté de mouvement sous l'objectif pour remplir la cellule fluïdique directement sur le montage. Un peu plus tard dans la thèse, nous avons changé cet objectif par un objectif de même grossissement mais avec une ouverture numérique plus élevée 0,75 pour augmenter la résolution. La colonne de microscopie munie d'un de ces objectifs permet d'obtenir des grossissements variables entre 55X et 333X.

Pour des raisons de perturbations mécaniques du montage expérimental, la mise au point de l'image est réalisée grâce à un vérin motorisé Newport de type LTA-HL de 2,5 cm de course. Ce vérin supporte l'ensemble de la colonne de vision (colonne + l'objectif + caméra). En agissant sur le boîtier de contrôle, la colonne se déplace verticalement sans induire des perturbations sur les expériences.

Enregistrement du mouvement des particules

Nous utilisons deux caméras numériques différentes. La première, utilisée pour les preuves de concept au début de cette thèse, est une caméra couleur à capteur CMOS et interface USB 2.0 achetée chez Thorlabs [133]. Cette caméra est équipée d'un capteur de 1/3" avec 1280 par 1024 pixels, chaque pixel mesurant 3,6 μm de côté. Cette caméra peut filmer jusqu'à 20 ips (images par seconde) des particules de polystyrène fluorescentes de 1 μm de diamètre éclairées à l'aide de la lampe halogène, haut de la Fig. 2.16.

La caméra Thorlabs a été ensuite changée pour une caméra AVT Prosilica GC 1290 avec un capteur CCD SONY ICX 445 ALA monochrome. Cette caméra communique avec l'ordinateur via une interface GigE (Gigabit Ethernet, carte réseau). Le capteur CCD est de type 1/3" composé de 1280 par 960 pixels mesurant chacun 3,75 μm de côté. Cette caméra est plus sensible car nous pouvons filmer jusqu'à 33 ips dans les particules de polystyrène dans les mêmes conditions d'éclairage, bas de la Fig.

Mitu. X50 Apo. SL N.A. 0,42	Mitu. X50 Apo. SL N.A. 0,42
CMOS couleur Thorlabs + éclairage rasant diode rouge Fluo. totale 18 ips	CMOS couleur Thorlabs + éclairage rasant diode rouge Fluo. mixte 20 ips
Mitu. X50 Apo. SL N.A. 0,42	Mitu. X50 Apo. HR N.A. 0,75
CCD N&B Prosilica + Fluo. mixte 22 ips	CCD N&B Prosilica + Fluo. mixte 30 ips

FIGURE 2.16 – Tableau montrant les différentes configurations d’observations utilisées. En haut avec la caméra CMOS Thorlabs et l’objectif Mitutoyo X50 M Plan APO SL. En bas avec la caméra CCD Prosilica et à gauche avec l’objectif Mitutoyo X50 M Plan APO SL et à droite avec l’objectif Mitutoyo X50 M Plan APO HR. Barre d’échelle 5 μm .

2.16.

Il faut un ordinateur pour piloter les caméras et enregistrer les images. Nous avons configuré un ordinateur pour le banc de mesures optofluidiques. A l’aide de cette machine nous utilisons Labview afin de développer une interface de commande propre à notre système d’acquisition d’images. L’enregistrement des images, par le biais du langage Labview, a été développé par J. Dellinger et par moi-même. Nous avons décidé d’enregistrer les séquences vidéos image par image pour des soucis de rapidité d’enregistrement des fichiers sur l’ordinateur. Nous avons choisi de travailler avec des formats d’images de type .jpeg, .tiff et .bmp ces formats sont compatibles avec le logiciel de suivi de particules que nous utilisons. Ce logiciel libre est développé par un groupe de recherche spécialisé dans les algorithmes de suivi de particules.

Le banc de mesures optofluidiques, bien que basé sur le banc de spectroscopie de mode guidé existant au laboratoire a évolué. Nous avons décrit des changements concernant l’injection de puissance, le porte échantillon, la vision et l’enregistrement.

2.4.4 Interfaçage informatique de l’expérience

Nous avons évoqué l’acquisition des images par l’intermédiaire de l’interface codée en Labview par nos soins. Nous avons souhaité enregistrer de manière synchronisée les images et le signal de transmission de l’échantillon (cf. Fig. 2.17).

En effet, au cours d’une expérience de piégeage optique de particules à l’aide de nanocavités photoniques, la cavité est excitée à sa longueur d’onde de résonance.

Lorsqu'une particule entre dans le voisinage de la cavité elle perturbe celle-ci et le résultat de cette perturbation est potentiellement visible dans le signal de transmission. Ce qui signifie qu'en enregistrant ces deux signaux en même temps, il est possible de mettre en évidence une relation entre les mouvements de la particule dans le piège optique, et des variations du signal de transmission.

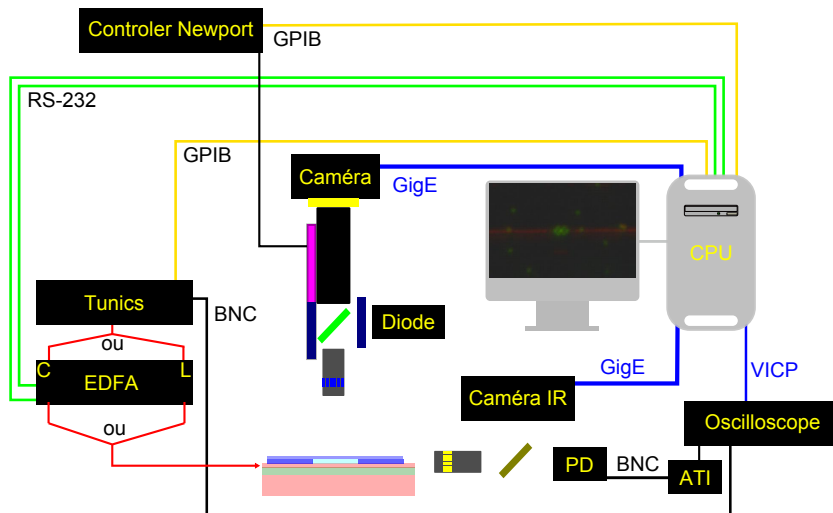


FIGURE 2.17 – Schéma synthétique du dispositif expérimental. Dans ce schéma nous retrouvons les appareils et leurs interfaces. Tunics : laser accordable. EDFA : amplificateur optique. PD : photodétecteur. ATI : amplificateur transimpédance. CPU : ordinateur. Caméra IR : caméra infrarouge.

Nous avons alors mis en place l'enregistrement synchronisé des images de la caméra de vision avec le signal optique de transmission enregistré via l'oscilloscope. L'oscilloscope numérique que nous utilisons est un Lecroy Waverunner 64xi. Il enregistre le signal de transmission issu de l'échantillon. Nous pouvons le piloter à l'aide de l'ordinateur et grâce aux cartes réseaux. Nous pouvons envoyer des ordres de déclenchement pour démarrer l'enregistrement de ce signal avec les images provenant de la caméra. L'oscilloscope et l'ordinateur communiquent à l'aide du protocole VICP (Versatile Instrument Control Protocol) développé par Lecroy pour les instruments munis de cartes réseaux (cf. Fig. 2.17).

Nous avons ajouté à notre interface de pilotage d'autres fonctionnalités, comme le contrôle du laser accordable et de l'amplificateur optique. Au cours de ma seconde année de thèse, j'ai encadré un stagiaire de BTS optique, A. Lescasse, qui nous a aidés à intégrer ces fonctionnalités dans le code Labview (cf. Fig. 2.18). Grâce à l'ajout de ces nouvelles fonctions, on peut communiquer avec le laser accordable et/ou l'amplificateur optique pendant un enregistrement d'images ou non. Le laser accordable communique avec l'ordinateur via une interface GPIB (General Purpose Interface Bus). L'amplificateur optique est séparé en deux instruments correspondant chacun à une des bandes de télécommunication (C ou L). Les deux bandes de l'amplificateur communiquent par une liaison RS-232 indépendante avec l'ordinateur. Pour le réglage du banc de spectroscopie la caméra infrarouge, qui permet d'observer le profil du mode en sortie du guide d'onde est aussi piloté par l'ordinateur. Cet appareil

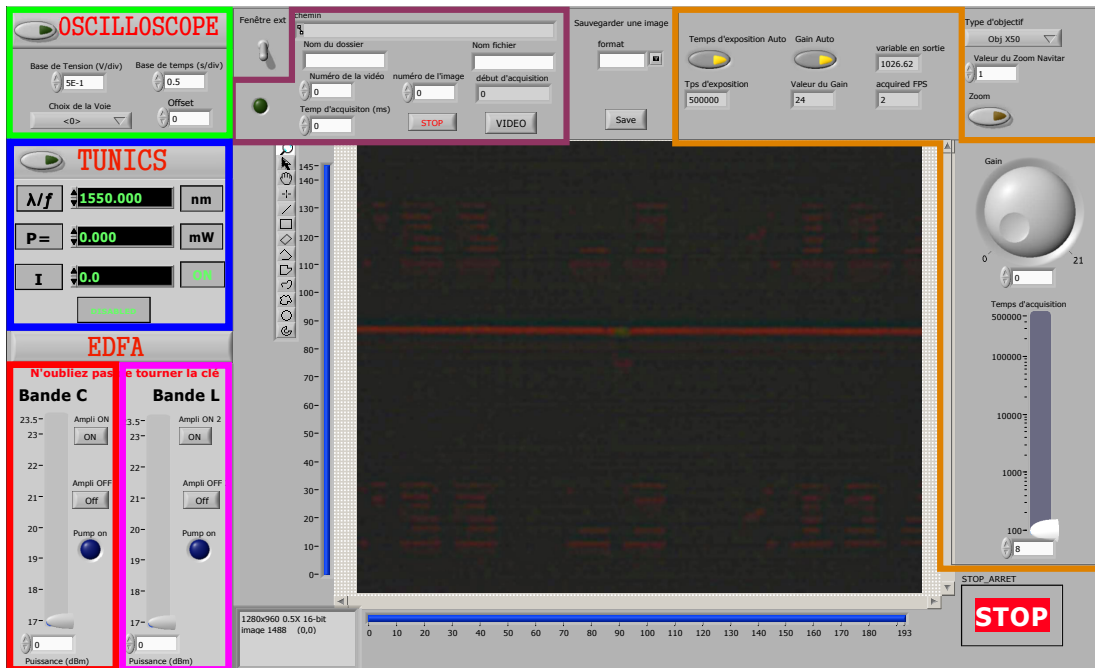


FIGURE 2.18 – Face avant du programme Labview. En vert clair, en haut à gauche, la partie qui concerne le contrôle à distance de l’oscilloscope. En-dessous, en bleu le paramétrage du laser accordable. En-dessous, en rouge pour la bande C et en violet pour la bande L, le contrôle des deux bandes de l’amplificateur optique. En haut au milieu en violet foncé, la partie qui permet de lancer une acquisition. Enfin la partie en orange foncé concerne les paramètres de la caméra de vision.

communiqué par une liaison GigE.

2.4.5 Description des outils d’analyse d’images et de suivi de particules

Comme nous l’avons vu, la colonne de vision est munie d’un système pour exciter et observer la fluorescence de particules de polystyrène en solution dans une cellule microfluidique. Nous utilisons le logiciel de suivi de particules *MOSAIC Suite For ImageJ* [134, 135]. Ce logiciel est disponible comme une suite d’algorithmes de traitement d’image pour le logiciel libre ImageJ [136].

Un dossier contenant une suite d’images qui forme la vidéo est chargé dans ImageJ (et dans la RAM de l’ordinateur). Cela permet de sélectionner une zone d’intérêt dans l’image, et de faire du traitement sur les images (séparer les canaux pour les images couleur et détecter les contours).

Ensuite nous utilisons l’outil de suivi de particules. Dans la suite d’algorithmes de suivi de particules Mosaic nous utilisons *Particle Tracker* qui fonctionne en deux étapes. Première étape, détection des particules dans les images et seconde étape création des trajectoires d’image en image.

Voici un exemple de suivi de particules (cf. Fig. 2.20). Nous avons choisi une séquence d’images avec des particules de polystyrène de $1 \mu\text{m} \varnothing$ en solution. Les particules évoluent en mouvement Brownien dans une cellule microfluidique à température

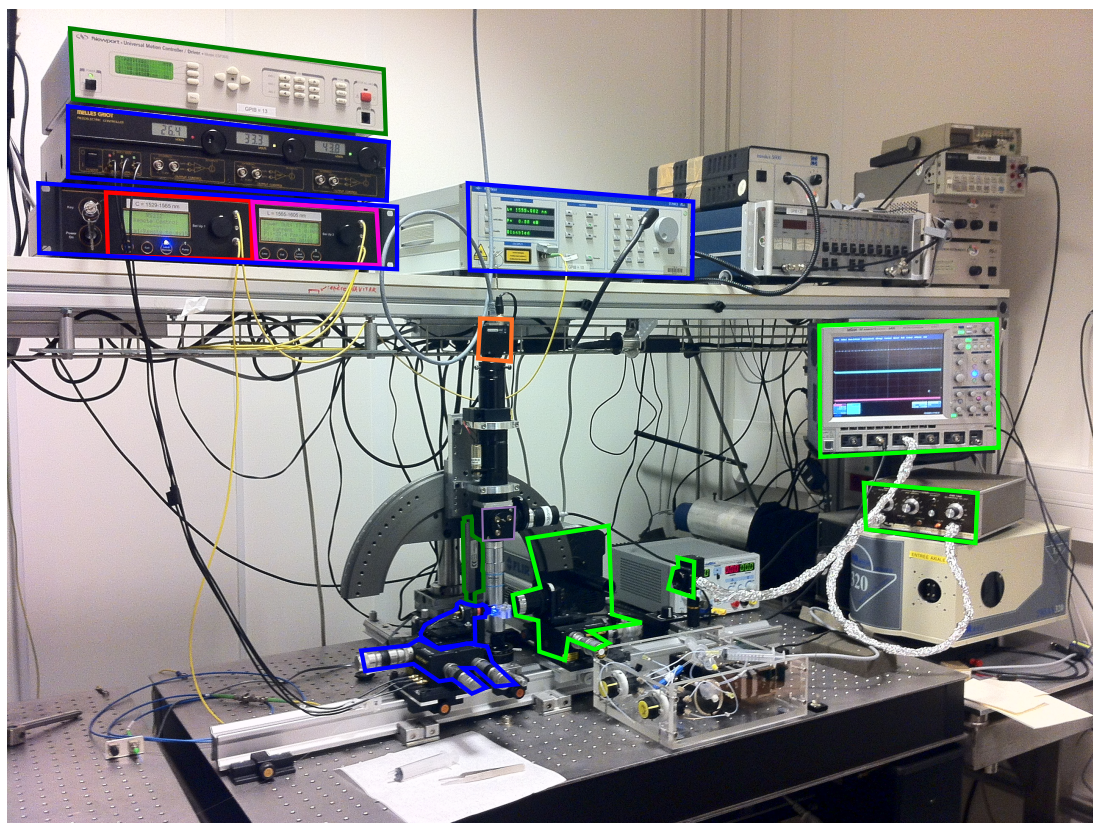


FIGURE 2.19 – Vue générale du montage expérimental développé pendant la thèse pour la caractérisation optofluidique. Dans les cadres bleu foncé, on retrouve la chaîne d'injection, composée du laser accordable, de l'amplificateur de la fibre d'injection et de son système de positionnement mécanique et piézoélectrique. Dans les cadres vert clair on distingue la chaîne de détection du signal comportant, l'objectif de collection et son système de positionnement, le photodétecteur ou la caméra IR, l'amplificateur trans impédance et l'oscilloscope. Dans le petit cadre mauve au centre on voit le cube 1" Thorlabs dans lequel est enfermée la lame dichroïque. Les deux cadres vert foncé concernent le vérin de mise au point de la colonne de vision et son boîtier de contrôle. En orange, en haut de la colonne la caméra pour filmer les mouvements des particules.

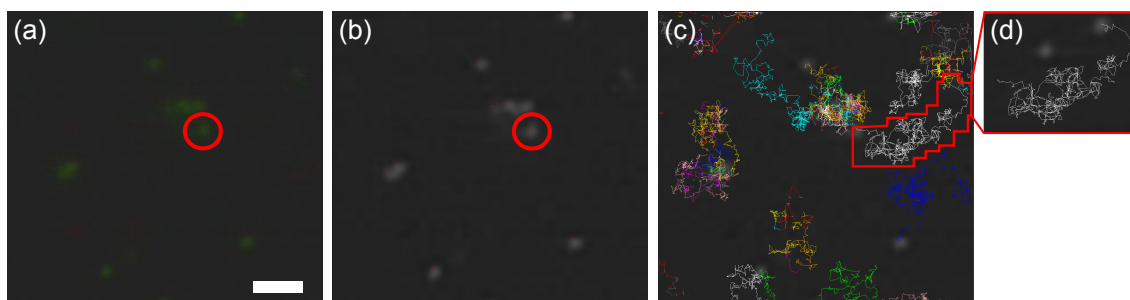


FIGURE 2.20 – Exemple de suivi de particules avec Particle Tracker. (a) Zone d'intérêt extraite d'une séquence d'images en couleur. (b) Conservation du canal vert et détection des particules avec Particle Tracker. (c) Trajectoires des particules sur la séquence considérée. (d) Zoom sur la trajectoire d'une particule. Barre d'échelle 5 μm .

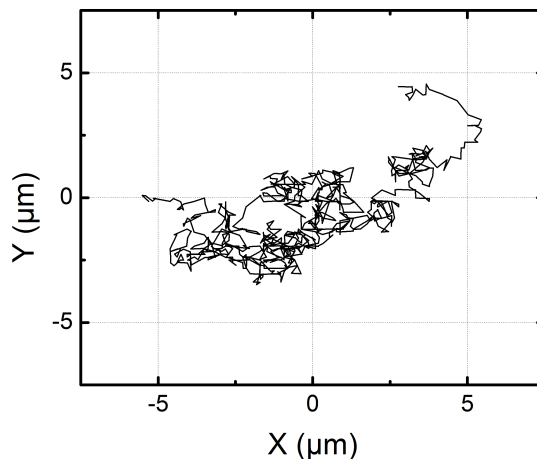


FIGURE 2.21 – Trajectoire de la particule dans la cellule microfluidique. La particule est suivie pendant 50 s sur un total de 863 images.

ambiante. Les particules sont observées à l'aide de la caméra CMOS couleur. Pour le suivi de particules de cet exemple nous avons sélectionné une zone de 280 X 260 pixels dans une image originale de 1280 X 1024 pixels. La séquence vidéo est composée de 863 images séparées chacune de 58 ms (~ 17 ips). Dans l'exemple, on s'intéresse à la trajectoire de la particule encerclée en rouge cf. Fig. 2.21.

2.5 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présenté les outils pour l'étude des forces optiques en nanocavités photoniques. Nous avons utilisé des procédés de fabrications existants comme par exemple pour la fabrication des nanocavités sur puce. De la même manière, nous avons utilisé et éventuellement adapté les bancs de caractérisation optique en champ proche et en transmission existants pour analyser les structures nanophotoniques. La problématique de ce travail de thèse, l'interaction entre une cavité à cristal photonique et des particules dans une solution colloïdale, nous a poussés à modifier l'échantillon photonique pour construire une puce optofluidique et le banc de transmission du laboratoire SiNaPS pour les caractériser.

A partir du savoir faire acquis pour la fabrication de cavités et des cellules microfluidiques et de l'adaptation de nos moyens de mesures nous allons pouvoir rentrer dans le vif du sujet : l'étude du déplacement et du piégeage de particules au voisinage de nos nanocavités.

3

Piégeage de particules sur puce : preuve de principe

Sommaire

3.1 Propriétés des cavités immergées	49
3.1.1 Décalage spectral et facteur de qualité	50
3.1.2 Distribution du champ électromagnétique	51
3.1.3 Réponse en puissance et dissipation des effets thermiques	53
3.2 Preuve de principe du piégeage des particules	55
3.2.1 Les particules en suspension	55
3.2.2 Piégeage de particules de différents diamètres	56
3.3 Conclusion	61

Dans ce chapitre nous allons présenter les observations de piégeage optique de microsphères de polystyrène de différents diamètres par les nanocavités à cristaux photoniques.

Les observations expérimentales que nous allons montrer dans ce chapitre et dans les suivants sont asservies à la statistique des événements de piégeage parmi le mouvement brownien des particules. Les observations présentées sont obtenues sur des cavités légèrement différentes et de ce fait les études paramétriques ont été difficiles à obtenir.

3.1 Propriétés des cavités immergées

Les cavités à cristaux photoniques étudiées dans cette thèse sont initialement conçues pour fonctionner dans l'air. Afin de conduire des expériences de piégeage, les cavités sont immergées dans une suspension colloïdale ce qui impose un changement d'environnement diélectrique. Dans cette première partie nous allons quantifier les paramètres des cavités dans l'air et immergées.

3.1.1 Décalage spectral et facteur de qualité

Nous avons testé l'effet de l'eau sur la cavité étudiée qui possède un facteur de qualité théorique de $Q_{Th} \sim 2000$ et une longueur de cavité $L_{cav} = 1020 \text{ nm}$. Le choix d'un faible facteur de qualité pour les cavités étudiées dans cette thèse est fait pour minimiser la perturbation du mode de résonance par la particule et en même temps maximiser l'énergie transmise au système. La structure est fabriquée à partir d'un guide d'onde en silicium sur isolant de 500 nm de largeur et 340 nm d'épaisseur (cf. Chap. 2, Fig. 2.7). La cavité est visible sur la figure 3.1. La cavité possède également, une seconde zone d'adaptation à l'extérieur de la cavité qui permet d'augmenter la transmission du signal.

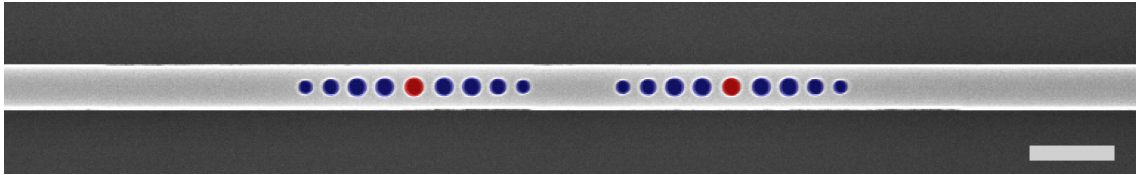


FIGURE 3.1 – Cliché MEB de la cavité, en bleu les taper de part et d'autre des trous uniques des miroirs. La longueur de la cavité est $L_{cav} = 1020 \text{ nm}$. Barre d'échelle $1 \mu\text{m}$

La cavité est caractérisée en transmission par le montage présenté précédemment, tout d'abord dans l'air puis en présence de la solution colloïdale. Les spectres sont effectués dans des conditions expérimentales identiques pour une puissance en sortie de laser de 2 mW . Les spectres sont présentés dans la figure 3.2. La résonance de cavité se décale de 18 nm vers les hautes longueurs d'ondes. Sa transmission crête est mesurée dans les deux cas à $0,25 \mu\text{W}$. Par contre son facteur de qualité diminue de $Q_{air} = 2300$ à $Q_{eau} = 1570$ ce qui est associé à une diminution de la réflectivité des miroirs puisque le contraste d'indice des miroirs à cristaux photoniques Si/Eau est plus faible que celui Si/Air.

Ces résultats expérimentaux sont à comparer aux prédictions numériques réalisées en *FDTD 3D* présentées dans la Fig. 3.2 (b). Un bon accord est obtenu, le décalage spectral prévu par la *FDTD* étant toutefois légèrement supérieur ($22,9 \text{ nm}$) à celui mesuré. Ceci peut s'expliquer par un remplissage incomplet des trous de la cavité par la solution.

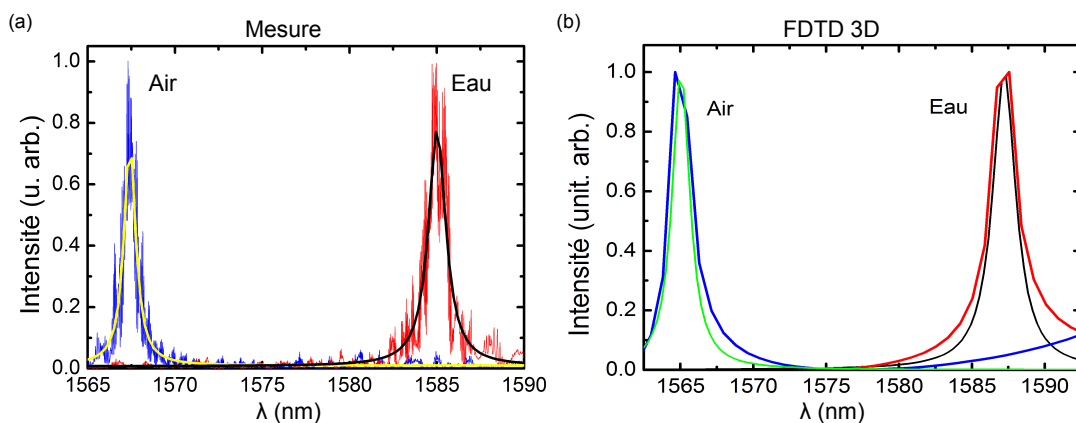


FIGURE 3.2 – Spectres de transmission de la cavité dans l’air (bleu) et dans l’eau (rouge). (a) Spectres expérimentaux. (b) Spectres calculés par méthode *FDTD 3D*. Les spectres expérimentaux sont ajustés à l’aide de fonctions lorentziennes [137].

3.1.2 Distribution du champ électromagnétique

La distribution de l’intensité du champ électrique du mode résonant est ensuite mesurée en champ proche optique en mode interaction afin de qualifier la cavité dans l’air. Pour connaître la structure du champ dans l’eau nous calculons par *FDTD 3D* la distribution de l’intensité du champ électrique lorsque la cavité est immergée. Les résultats sont présentés en figure 3.3.

La figure. 3.3 (a) issue de la mesure en champ proche en mode interaction, rend compte de la distribution du mode lorsque la cavité fonctionne dans l’air. La figure. 3.3 (b) représente la coupe transversale de l’image expérimentale et elle montre des maxima d’intensité au centre de la cavité. La figure 3.3 (c) est le calcul *FDTD 3D* du mode résonant de la cavité immergée. Nous observons ainsi la structure bidimensionnelle du champ en présence d’eau. Les coupes transversales calculées (Fig. 3.3 (b)) et mesurées (Fig. 3.3 (d)), montrant des similitudes. Il apparaît toutefois que les maxima de champ les plus intenses sont localisés dans les miroirs (pour les simulations dans l’eau) et au centre de la cavité (pour les mesures champ proche). D’une manière générale on observe des ressemblances entre les Fig. 3.3 (a) et (b), issues de la mesure en champ proche optique en interaction et les prévisions numériques dans l’eau des Fig. 3.3 (b) et (c). On pourra donc se baser sur la mesure en champ proche optique en mode interaction pour connaître la distribution de l’intensité du champ électrique en supposant que celui-ci reste inchangé pour une cavité immergée.

Le profil du mode résonant accessible au travers du calcul *FDTD 3D* permet d’évaluer la profondeur de pénétration du mode dans l’eau. Les représentations de la Fig. 3.4 provenant de la simulation *FDTD 3D* dans l’eau nous montrent que le champ évanescent s’étend à plus de 230 nm au-dessus de la surface de la cavité et à plus de 100 nm de chaque côté du guide d’onde.

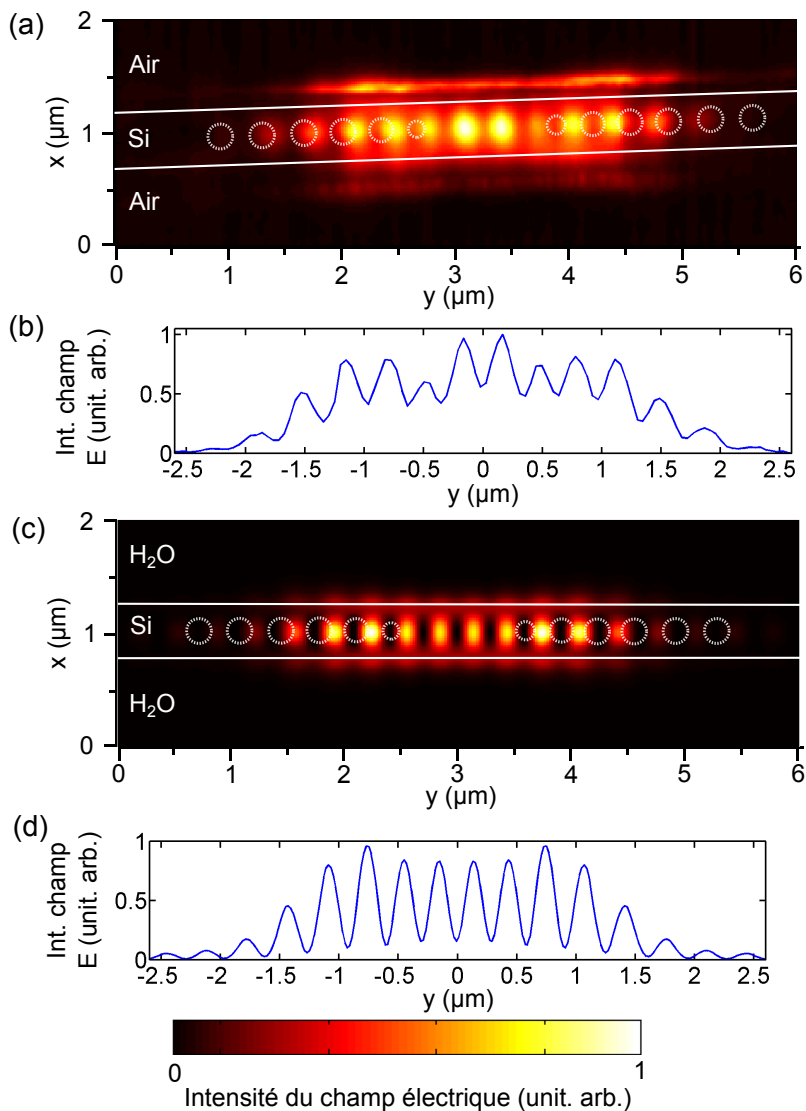


FIGURE 3.3 – Distributions de l'intensité du champ électrique du mode résonant de la cavité. (a) Mesure SNOM en mode interaction. (b) Coupe transversale de la mesure en (a). (c) Coupe à 20 nm au-dessus de la cavité du calcul FDTD 3D de l'intensité du champ électrique dans l'eau. (d) Coupe transversale de la prévision en (c).

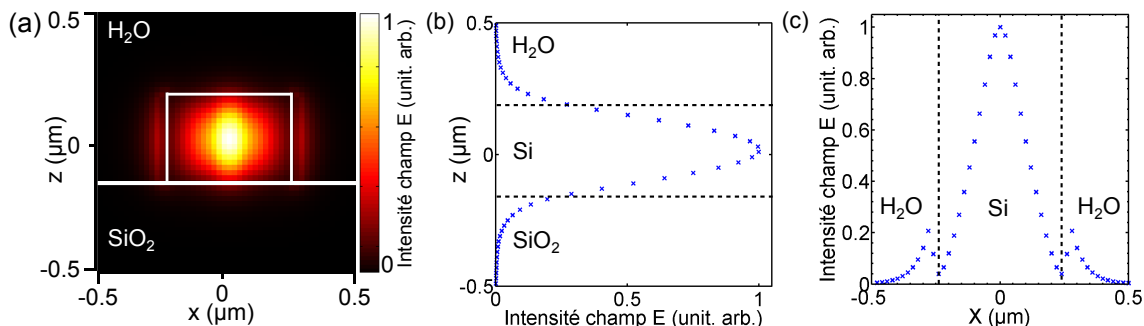


FIGURE 3.4 – (a) Profil du mode calculé dans l'eau. (b) Coupe verticale de l'intensité du champ électrique dans l'eau. (c) Coupe transversale de l'intensité du champ électrique dans l'eau.

3.1.3 Réponse en puissance et dissipation des effets thermiques

Les puissances utilisées plus loin pour réaliser les expériences de piégeage peuvent varier de plusieurs ordres de grandeur. Nous avons ensuite cherché à quantifier l'influence de la puissance injectée sur le mode résonant de la cavité cette étude a été menée dans l'air puis en présence d'eau pour des puissances variant de 50 à 225 mW , limite supérieure de notre amplificateur Er.

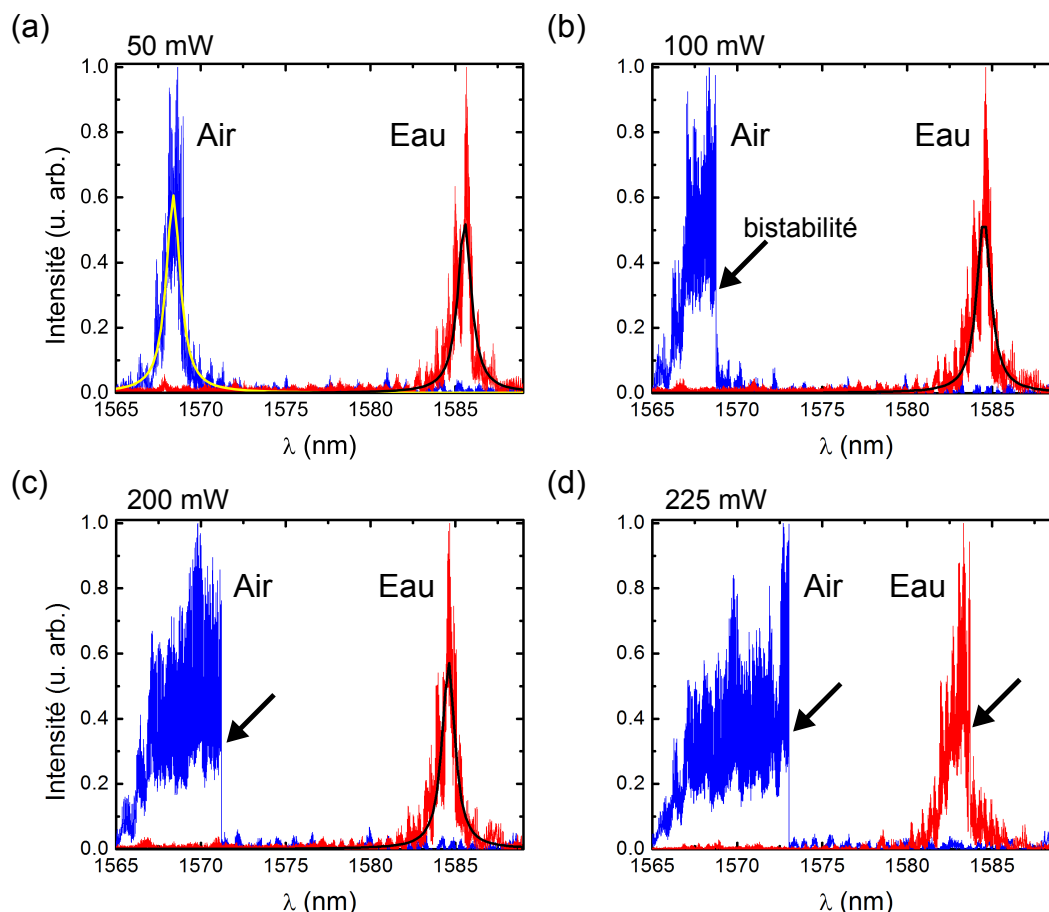


FIGURE 3.5 – Spectres de la cavité dans l'air (bleu) et dans l'eau (rouge). Les spectres sont ajustés à l'aide de fonctions lorentziennes lorsque cela est possible. Les spectres sont réalisés entre 1565 et 1590 nm. (a-d) Puissance en entrée de fibre d'injection de respectivement 50 mW , 100 mW , 200 mW et 225 mW .

Sur la figure 3.5 nous avons représenté les 8 spectres dans l'air et dans l'eau pour des niveaux de puissance allant de 50 à 225 mW en entrée de fibre d'injection. A partir des spectres nous pouvons déjà faire quelques remarques. Pour les spectres dans l'air (bleu), lorsque le laser balaie depuis les basses aux hautes longueurs d'ondes le pic de résonance s'élargit et fait apparaître dès 100 mW , à l'entrée de la fibre, un front de bistabilité du côté des hautes longueurs d'ondes (Fig. 3.5 (b)). Cette signature spectrale est caractéristique de l'apparition des non-linéarités thermiques dues à l'absorption à deux photons du silicium [138]. On remarque qu'en présence d'eau le front de bistabilité disparaît et la cavité continue de fonctionner en régime linéaire.

On peut donc en conclure que les effets thermiques dus à l'excitation optique de la cavité sont endigués en présence d'eau autour de la structure qui joue le rôle de dissipateur thermique. Toutefois, on remarque que pour 225 mW on a une rupture de symétrie du pic de résonance dans l'eau, ce qui implique que la cavité entre en régime non linéaire. Il apparaît que dans l'air, la cavité fonctionne en régime non linéaire et il n'est pas envisageable de repérer la longueur d'onde de résonance de la cavité. Ce qui signifie qu'on ne peut pas estimer l'élévation de température de la cavité.

La figure. 3.6 montre l'évolution du facteur de qualité et de la position de la résonance en fonction du niveau de puissance de sortie mesurée sur le détecteur. Nous remarquons que la position de la longueur d'onde de résonance dans l'eau se décale progressivement vers l'infrarouge de $2.15 \pm 0,2 \text{ nm}$ du fait de la réponse thermo-optique du silicium. En prenant en compte les constantes de la littérature $\frac{dn}{dT} = 2.10^{-4} \text{ K}^{-1}$, ce décalage spectral indique un échauffement. Ceci traduit une augmentation dans la cavité de 19,5 K lorsque la puissance injectée augmente de 50 à 200 mW malgré la présence de l'eau qui joue ici le rôle de fluide caloporteur. Le facteur de qualité reste inchangé [139].

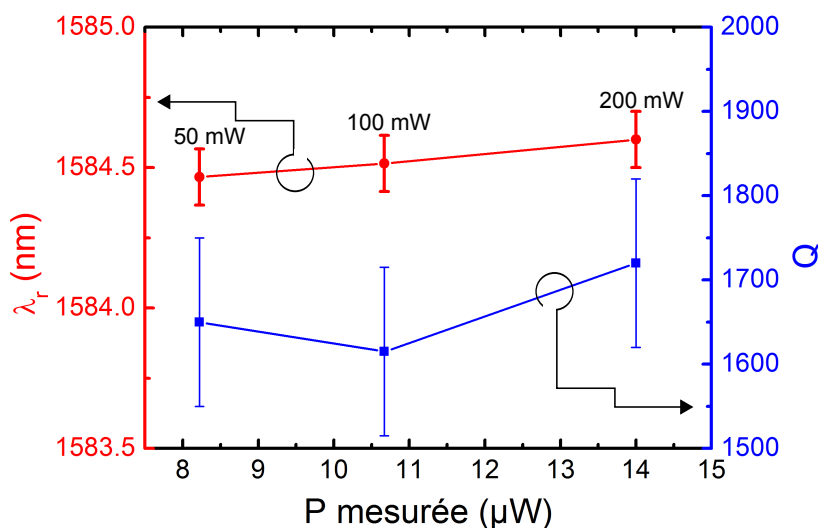


FIGURE 3.6 – Évolutions de la longueur d'onde de résonance λ_{eau} et du facteur de qualité Q_{eau} de la cavité immergée en fonction de la puissance mesurée en sortie. Les barres d'incertitudes pour l'évolution de la longueur d'onde prennent en compte l'erreur de remplacement du laser et l'erreur de synchronisation sur l'oscilloscope. L'erreur sur le facteur de qualité tient compte de l'erreur sur la longueur d'onde et des oscillations dans le spectre.

3.2 Preuve de principe du piégeage des particules

3.2.1 Les particules en suspension

Avant d'étudier l'effet de particules au voisinage des cavités, nous rappelons quelques propriétés des dispersions colloïdales. La définition générale stipule qu'un système colloïdal est constitué de deux phases, une phase dispersée et une phase de dispersion. Les phases peuvent être toutes les deux solides, liquides ou gazeuses. On parlera de suspension colloïdale lorsqu'il s'agit de particules solides dispersées dans un liquide, ce qui est notre cas [140].

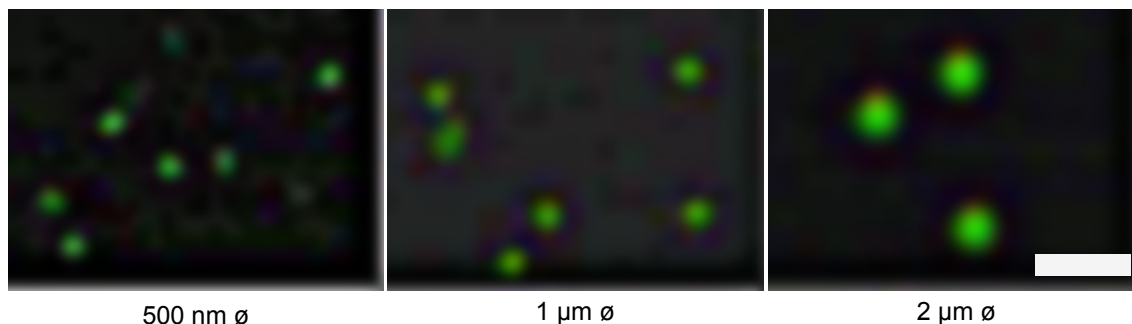


FIGURE 3.7 – Images en microscopie optique de particules de polystyrène fluorescentes de 500 nm, 1 μm et 2 μm de diamètre dispersées dans l'eau. Barre d'échelle 5 μm .

Les particules que nous utilisons sont des microsphères de polystyrène dispersées dans l'eau composant ainsi un système colloïdal. Ces suspensions colloïdales proviennent de chez *Thermo Fisher*. Nous avons sélectionné des suspensions contenant des microsphères de polystyrène de diamètre de 500 nm, 1 et 2 μm . Les particules de polystyrène sont fluorescentes dans le visible (à partir de 508 nm) lorsque celles-ci sont illuminées aux alentours de 468 nm. Les suspensions commerciales de microsphères de polystyrène sont diluées avant d'être utilisées dans les cellules microfluidiques. La concentration des suspensions est de 1% en masse dans les flacons du fabricant. Nous procédons à des dilutions des suspensions pour obtenir des concentrations proches de quelques 10^8 *part/mL*. De telles concentrations d'après nos tests permettent l'observation des phénomènes de piégeage sans attendre des temps très longs [98]. Nous avons illuminé et visualisé ces particules à l'aide du système de visualisation adapté présenté au chapitre précédent (cf. Fig. 2.15). La figure 3.7, présente des images de particules de polystyrène de différents diamètres obtenues à l'aide de la caméra couleur.

On estime que les constituants de la phase dispersée d'un système colloïdal sont des colloïdes lorsque leur dimension est assez petite pour que les effets de la gravité soient négligeables devant d'autres forces. Dans notre cas le mouvement brownien domine le mouvement global des particules.

A l'aide de la suite d'algorithme de suivi de particules, et des vidéos enregistrées, nous retraçons les mouvements de trois particules de polystyrène de diamètres différents sur la Fig. 3.8 mettant ainsi en évidence leur mouvement brownien [141]. On observe sur la Fig. 3.8 (a) le suivi de la trajectoire d'une particule de polystyrène de 500 nm

3. Piégeage de particules sur puce : preuve de principe

de diamètre dans l'eau à température ambiante. Le déplacement de la particule balaye une surface plus grande dans un temps plus réduit (12 s contre 50 s) que les mouvements respectifs de la particule de 1 de diamètre en Fig. 3.8 (b). De même pour la Fig. 3.8 (c) la particule de 2 μm de diamètre diffuse plus lentement que la particule de 1 μm de diamètre.

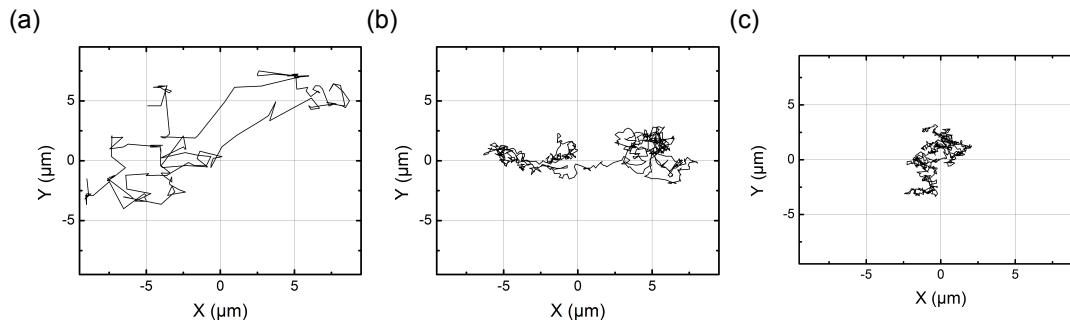


FIGURE 3.8 – Suivi du mouvement de particules de polystyrène dispersées dans l'eau. (a) Suivi d'une particule de 500 nm de diamètre pendant 12 s à 18,5 ips. (b) Suivi d'une particule de 1 μm de diamètre pendant 50 s à 18 ips. (c) Suivi d'une particule de 2 μm de diamètre pendant 50 s à 18 ips.

3.2.2 Piégeage de particules de différents diamètres

Nous avons choisi, pour expliciter la preuve de principe, une cavité similaire à la précédente mais de longueur $L_{cav} = 1830 \text{ nm}$. La cavité possède une distribution de champ comportant sept maxima d'intensité du champ électrique entre les deux miroirs comme on peut l'observer sur la simulation *FDTD 3D* de l'intensité du champ électrique dans l'eau (Fig. 3.9).

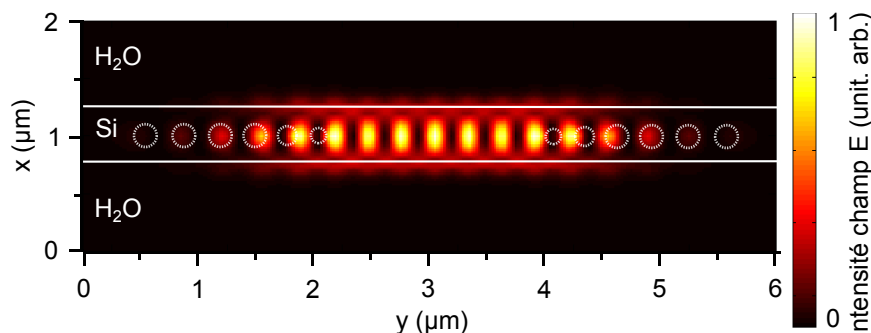


FIGURE 3.9 – Coupe à 10 nm au-dessus de la cavité dans le calcul *FDTD 3D* de l'intensité du champ électrique dans l'eau.

Nous analysons en premier lieu la cavité en transmission à faible puissance (2 mW à l'entrée du montage) en présence des différentes suspensions colloïdales de particules de polystyrène de 500 nm, 1 μm et 2 μm de diamètre. La cavité présente un facteur de qualité dans l'air de $Q_{air} = 2180$ et une longueur d'onde de résonance de 1552,15 nm. En présence des suspensions colloïdales le facteur de qualité de la

cavité diminue et atteint $Q_{S.C.} = 1500$ pour une longueur d'onde de résonance de $1566,14 \text{ nm}$.

Une cellule fluidique en PDMS, comme celle présentée dans le chapitre 2 (cf. Fig. 2.9) est mise en place sur la puce photonique. La cellule contient un volume de 3 mm^3 de suspension colloïdale. On utilise le montage de caractérisation optofluidique présenté au chapitre 2 pour mener les expériences (cf. Chap. 2 Sec. 2.4). Les particules sont visualisées à l'aide de la colonne de microscopie comme on peut le voir sur le schéma de la Fig. 3.10.

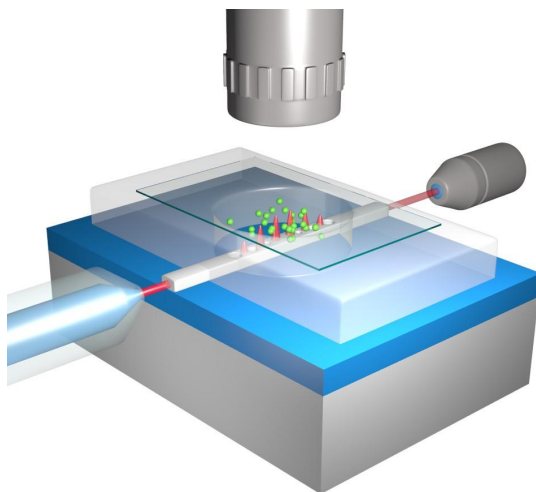


FIGURE 3.10 – Vue schématique du montage optofluidique. La cellule optofluidique est située entre la fibre d'injection et l'objectif de collection. Les particules sont visualisées en fluorescence à l'aide de la colonne de microscopie.

Les particules de polystyrène sont observées en fluorescence totale. Un éclairage rouge en incidence rasante nous permet de placer le guide d'onde ainsi que le triangle de repérage des cavités sur les images. Les expériences de piégeage ont été menées pour des particules de diamètre variable allant de 500 nm à $2 \mu\text{m}$.

Les sphères de $2 \mu\text{m}$ de diamètre Nous enregistrons une séquence vidéo de 50 s pendant laquelle on excite la cavité en résonance. La figure 3.11 présente des images extraites de la séquence vidéo. Au cours de l'enregistrement nous éteignons à certains moments le laser d'excitation. Au début de la séquence deux particules numérotées 1 et 2 sont piégées sur la cavité. Puis à $6,75 \text{ s}$ le laser est éteint et les deux particules s'éloignent de la cavité. A $12,2 \text{ s}$ le laser est rallumé, la particule 1 est re-piégée sur la cavité à l'endroit où se trouvait au début de l'enregistrement la particule 2. La particule 1 reste alors confinée sur le côté droit de la cavité jusqu'à $29,2 \text{ s}$ lorsque le laser est éteint. Les particules de $2 \mu\text{m}$ de diamètre de polystyrène à température ambiante n'ayant pas une mobilité élevée, la particule ne semble pas se déplacer de la cavité. Un nouveau cycle "On/Off" est réalisé à nouveau après (35 s) mais la particule 2 semble rester collée à la cavité.

Les sphères de $1 \mu\text{m}$ de diamètre Nous avons choisi ensuite de faire des expériences de piégeage avec une suspension de particules de polystyrène de $1 \mu\text{m}$ de

3. Piégeage de particules sur puce : preuve de principe

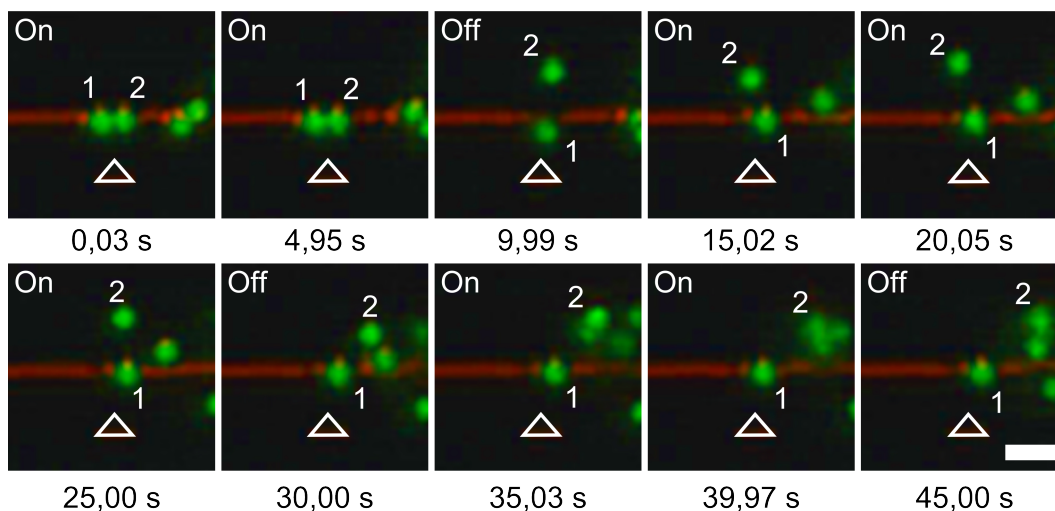


FIGURE 3.11 – Images en microscopie optique de particules de polystyrène fluorescentes de $2\ \mu\text{m}$ de diamètre au-dessus de la cavité. Le guide est visible en rouge grâce à un éclairage en incidence rasante. Les mentions "On" et "Off" sur les images se rapportent à l'excitation laser de la cavité. Barre d'échelle $5\ \mu\text{m}$.

diamètre au-dessus de la cavité. Dans la figure 3.12, nous observons les mouvements de deux particules tout au long des 50 s d'enregistrement. Au début de la séquence, nous piégeons une première particule sur la cavité puis entre 7 et 8 s nous arrêtons le laser. La particule n'est plus piégée par la cavité et s'échappe du piège. Le laser est ensuite rallumé et une particule différente est attirée sur la cavité après 30 s d'enregistrement. Après 37 s, le laser est à nouveau éteint et la seconde particule piégée pendant l'enregistrement s'échappe.

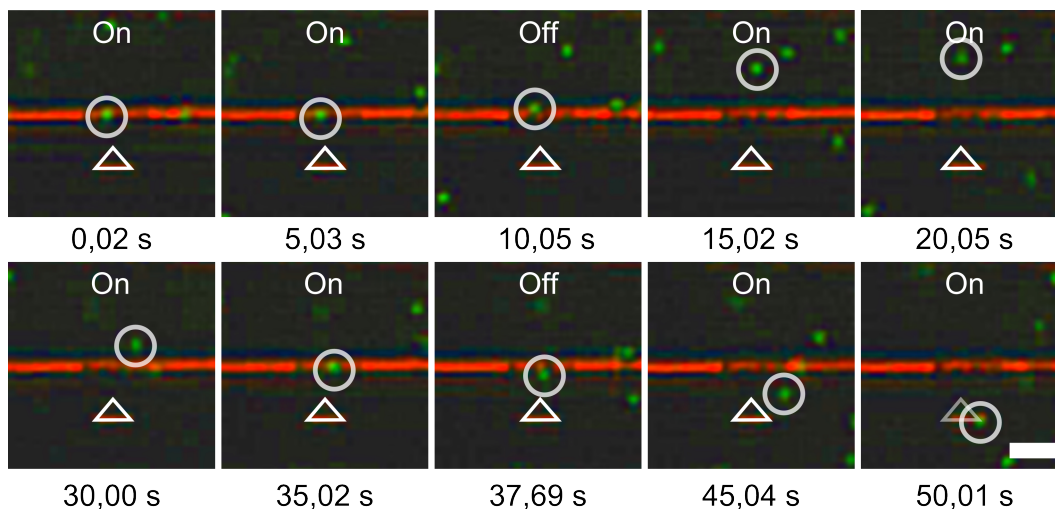


FIGURE 3.12 – Images en microscopie optique en fluorescence des particules de polystyrène de $1\ \mu\text{m}$ de diamètre au-dessus de la cavité. Barre d'échelle $5\ \mu\text{m}$.

Mouvements des sphères piégées de 1 et $2\ \mu\text{m}$ de diamètre Pour mettre en évidence des différences éventuelles dans le comportement des particules de polystyrène de différents diamètres nous suivons les mouvements des sphères pendant des

phases de piégeage. Sur la figure 3.13 nous avons confronté le suivi des mouvements de deux particules pour chaque taille de sphère. En bleu, les tracés des mouvements des particules piégées sur la cavité et en orange les mouvements des particules libres dans le fluide. Les tracés en bleu par rapport aux tracés en orange sont confinés au-dessus de la cavité. On peut voir seulement une petite partie des mouvements de particules en tracé orange dans la fenêtre d'observation. Que les particules soient piégées ou non, elles restent soumises à leur mouvement brownien. Toutefois, l'amplitude de ce mouvement est considérablement réduite au voisinage de la cavité du fait des forces exercées. Le piège optique agit sur les particules comme si un ressort était accroché aux particules et que leur diffusion dans le fluide diminuait.

Si on compare maintenant les mouvements des particules piégées, on remarque que, à cause de la différence de diamètre, les particules de 1 et 2 μm ne sont pas piégées aux mêmes endroits au-dessus de la cavité. En effet, une particule de 2 μm a tendance à être attirée à la jonction entre la cavité et un miroir. C'est à dire à $\simeq 1 \mu\text{m}$ du centre de la cavité entre les premiers maxima d'intensité de champ électrique de la cavité et du miroir. Pour une particule de 1 μm de diamètre, la particule est piégée à $\simeq 0,5 \mu\text{m}$ du centre de la cavité. Des calculs sont actuellement en cours en collaboration avec P. Chaumet de l'Institut Fresnel pour rendre compte de ces différences.

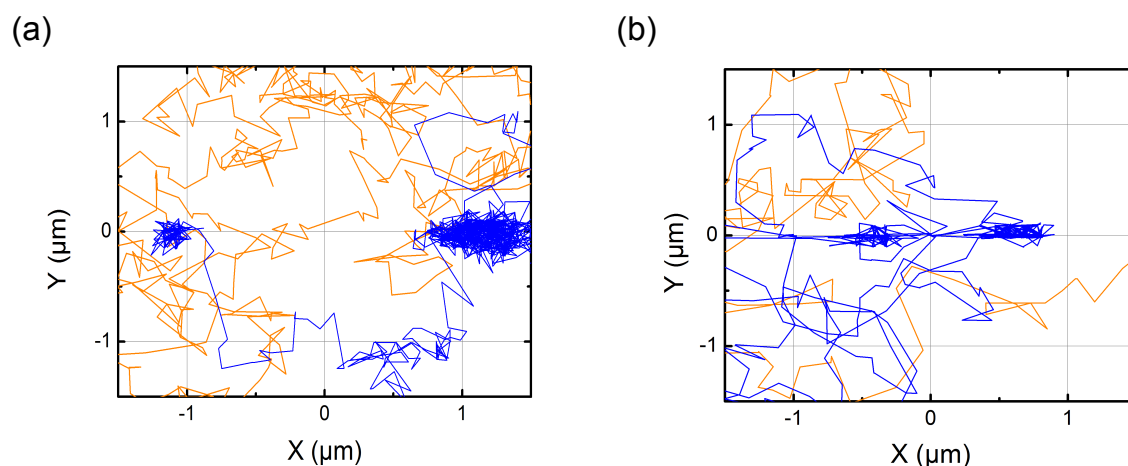


FIGURE 3.13 – (a) Mouvements de deux particules de 2 μm de diamètre, en bleu une particule piégée sur la cavité et en orange une particule libre dans le fluide. (b) Même démarche qu'en (a) mais avec des particules de 1 μm de diamètre. X et Y sont les coordonnées des particules, l'origine $(0; 0)$ correspond au centre estimé de la cavité.

En résumé, les particules de 2 μm de diamètre en polystyrène sont faciles à observer (gros objets). Cependant elles sont moins mobiles dans le fluide. Si une particule est piégée sur la cavité il n'est donc pas simple de la relâcher ou de savoir si celle-ci est libre dans le fluide. Il est même difficile d'observer des événements de piégeage car elles se déplacent lentement dans la cellule fluïdique. En comparaison, les particules de 1 μm de diamètre restent observables et elles possèdent plus de mobilité dans le fluide ce qui nous permet d'accroître notre statistique de piégeage puis de les libérer plus facilement du piège.

Les sphères de 500 nm de diamètre Avec la même démarche expérimentale que précédemment nous procédons à des expériences avec des sphères de 500 nm de diamètre. Quelques images extraites de la séquence vidéo sont visibles dans la Fig. 3.14. Lorsque la cavité est excitée en résonance les particules sont attirées au-dessus et sur les côtés de celle-ci. Les particules se regroupent et occupent tout le piège optique. Avec notre système de vision on ne peut pas distinguer deux particules lorsqu'elles sont proches. Néanmoins on peut estimer la taille du groupe de particules piégées au-dessus de la cavité.

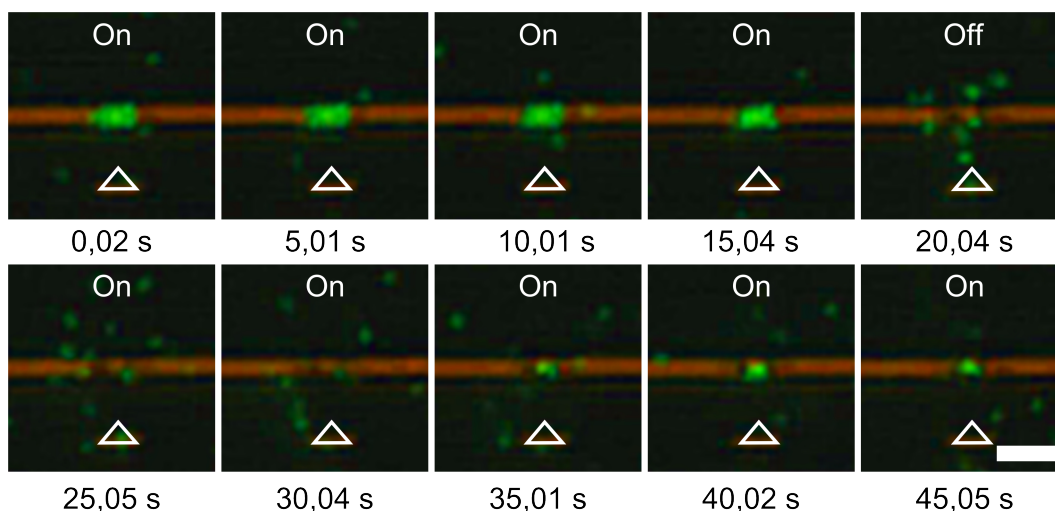


FIGURE 3.14 – Images en microscopie optique de particules de polystyrène fluorescentes de 500 nm de diamètre au-dessus de la cavité. Barre d'échelle 5 μm .

A partir des images extraites de la séquence vidéo, (Fig. 3.14) nous mesurons la taille du groupe de particules installées sur la cavité. En longueur, nous mesurons $\simeq 4,2 \mu\text{m}$ et en largeur $\simeq 1,9 \mu\text{m}$ ce qui représente une surface de $\simeq 8 \mu\text{m}^2$. Si on fait l'hypothèse que les particules se répartissent sur la cavité en une monocouche compacte, au maximum 32 particules peuvent s'organiser sur cette surface. Cependant, sur l'image à 20,04 s de la Fig. 3.14 on dénombre seulement 10 particules qui s'échappent du piège optique lorsque le laser est éteint. Ce qui semble indiquer que les particules de polystyrène de 500 nm de diamètre ne sont pas arrangées en monocouche dans le piège optique. Toutefois les particules de 500 nm de diamètre restent difficiles à observer et il n'est pas possible de les discerner les unes des autres lorsqu'elles sont piégées.

Arrangements de particules de 1 μm de diamètre Spontanément plusieurs particules de polystyrène de 500 nm de diamètre sont attirées vers la cavité lorsque celle-ci est en résonance. Nous avons également observé ce phénomène avec des particules de 1 μm de diamètre. La cavité est, comme dans les expériences précédentes, excitée en résonance puis ponctuellement éteinte à certains instants. La figure 3.15 présente les observations expérimentales de piégeage des particules de 1 μm de diamètre sur la cavité. A la différence des particules de 500 nm les particules de 1 μm de diamètre sont donc aisément différenciables même lorsqu'elles sont contigues dans le piège optique.

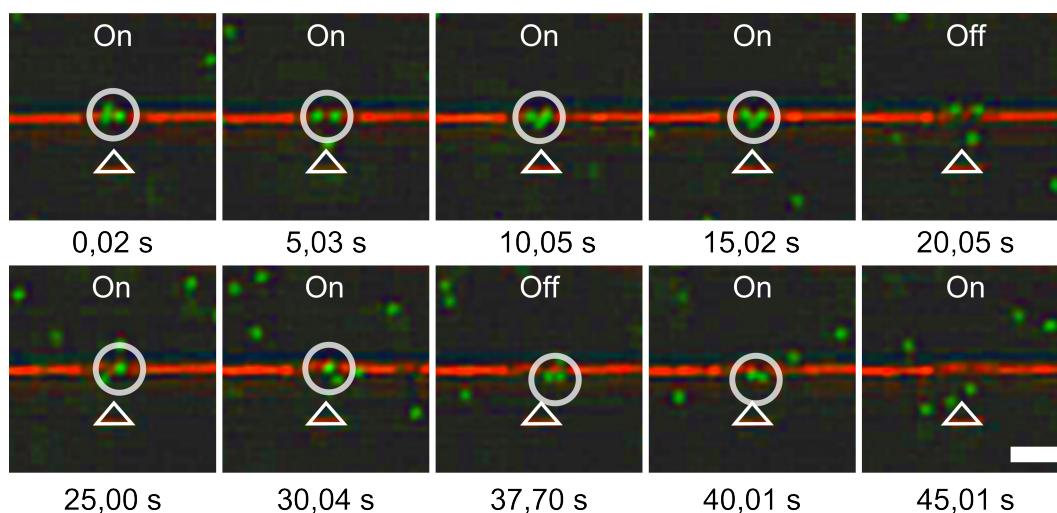


FIGURE 3.15 – Images en microscopie optique des particules de polystyrène de $1 \mu\text{m}$ de diamètre au-dessus de la cavité. Barre d'échelle $5 \mu\text{m}$.

Entre 0 et 15,02 s, on observe deux particules piégées sur la cavité, et une troisième qui trouve sa place entre les deux premières au fur et à mesure qu'on enregistre les images. A 20,05 s le laser est éteint et les particules piégées s'éloignent de la cavité. Le laser est allumé à 21,5 s et une seule particule est piégée cette fois, puis dans la dernière partie de la séquence le laser est éteint et rallumé mais aucune particule n'est piégée dans la fin de la séquence.

3.3 Conclusion

Dans ce chapitre nous venons de voir qu'il est possible de piéger des particules de polystyrène de diamètres différents. Les particules de $1 \mu\text{m}$ de diamètre apparaissent comme un bon compromis tant en terme de vision que d'amplitude du mouvement brownien hors piège ; elles présentent l'avantage d'être facilement observables avec notre matériel et d'être assez mobiles pour être piégées et pouvoir sortir du piège lorsque la cavité est éteinte.

Malgré les difficultés liées à la vision des particules de 500 nm de diamètre, nous avons mis en évidence que ces particules cherchent à occuper toute la surface éclairée par le mode résonant de la cavité. Toutefois, elles ne sont pas dénombrables dans le piège et encore une fois les particules de $1 \mu\text{m}$ apparaissent comme un bon compromis puisque nous avons vu que nous pouvons en piéger plusieurs dans le même piège tout en étant capable de les distinguer individuellement.

Ces observations nous ont donc invité à poursuivre nos expériences de piégeage avec des particules de $1 \mu\text{m}$ uniquement.

4

Piégeage des particules de $1 \mu m$ de diamètre

Sommaire

4.1	Suivi de la trajectoire des particules	63
4.1.1	Position de piégeage, champ d'action de la cavité	63
4.1.2	Évolution en puissance de la distance d'interaction de la cavité	65
4.2	Perturbation de la transmission par les événements de piégeage	67
4.3	Assemblage auto-organisé de particules	69
4.4	Conclusion	72

Dans ce chapitre nous présentons des expériences de piégeage de particules de polystyrène de $1 \mu m$ de diamètre au travers desquelles nous étudions la position de piégeage de la particule sur la cavité et le champ d'action de la cavité. L'ensemble des expériences présentées dans cette partie ont été obtenues pour une cavité de longueur $L_{cav} = 1020 nm$ (Fig. 3.1).

Par la suite nous avons recours au signal de transmission de la cavité pour identifier le piégeage de particules. Enfin, nous montrons que la distribution des particules de $1 \mu m$ peut s'organiser sur le mode optique de la cavité.

4.1 Suivi de la trajectoire des particules

4.1.1 Position de piégeage, champ d'action de la cavité

Cette expérience de piégeage a été menée avec $200 mW$ à l'entrée du montage et une suspension de particules de polystyrène de $1 \mu m$ de diamètre. On excite la cavité de manière alternative ("on-off-on-off") et on observe le déplacement d'une particule piégée puis libérée à deux reprises. Les images extraites de la séquence vidéo sont présentées sur la figure 4.1.

Au début de l'expérience, une particule diffuse puis entre dans la zone d'interaction avec la cavité et est piégée. La particule reste piégée $7 s$ après le début de la séquence.

4. Piégeage des particules de $1 \mu m$ de diamètre

Sur la Fig. 4.1, on voit que la particule est localisée sur le côté droit de la cavité au moment du piégeage. A chaque fois que le laser est éteint la particule est libérée. Dans l'expérience la particule reste dans le champ d'action de la cavité ainsi elle est à nouveau piégée lorsque l'on rallume le laser.

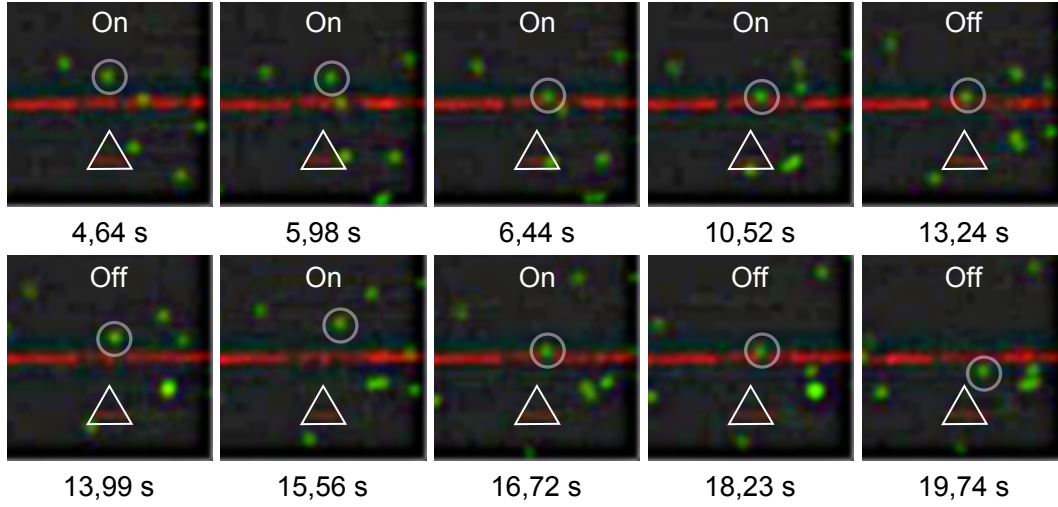


FIGURE 4.1 – Images des particules de $1 \mu m$ de diamètre au-dessus de la cavité.

Le suivi du mouvement de la particule encerclée en blanc est présenté sur la Fig. 4.2 (a). Ce suivi de la particule nous confirme ce que nous observons sur les images de microscopie optique. La particule est piégée sur le côté de la cavité et non au centre. Comme précédemment la particule conserve un mouvement aléatoire même lorsque celle-ci est piégée au-dessus de la cavité et se déplace dans un rectangle de 600 nm de longueur et de 300 nm de largeur au-dessus des deux maxima du miroir [142].

A partir du suivi des particules, nous pouvons retrouver la distance entre le centre de la particule et celui de la cavité noté r . Nous le définissons de la manière suivante. Si $r = 0$, la particule est au centre de la cavité en $(0; 0)$. Avec x et y les coordonnées du centre de la particule, x_c et y_c les coordonnées du centre de la cavité.

$$r = \sqrt{(x - x_c)^2 + (y - y_c)^2} \quad (4.1)$$

En analysant la distance relative de la particule (Fig. 4.2 (b)) on estime que celle-ci reste à une distance de $1 \mu m$ du centre de la cavité pendant les phases de piégeage pour cette expérience. Cette valeur est cohérente avec la position des deux maxima d'intensité les plus intenses de la cavité qui sont situés à $1 \mu m$ du centre de la cavité calculé précédemment en *FDTD* (cf. Fig. 3.3 (d)).

La distance relative de la particule nous permet également d'estimer une distance d'interaction avec la cavité. On observe sur la figure 4.2 (b) qu'à deux reprises, lorsque le laser est allumé (plages en vert) la particule est attirée vers la cavité. Dans ces deux phases d'attraction de la particule vers la cavité, on observe un changement de régime dans le déplacement de la particule (cf. Fig. 4.2 (b)) correspondant au piégeage de la particule. On estime ainsi que la particule entre en interaction avec la cavité à partir d'une position relative de $3,3 \mu m$ dans cette expérience en tenant compte d'une erreur de 50 nm sur le suivi des particules [135].

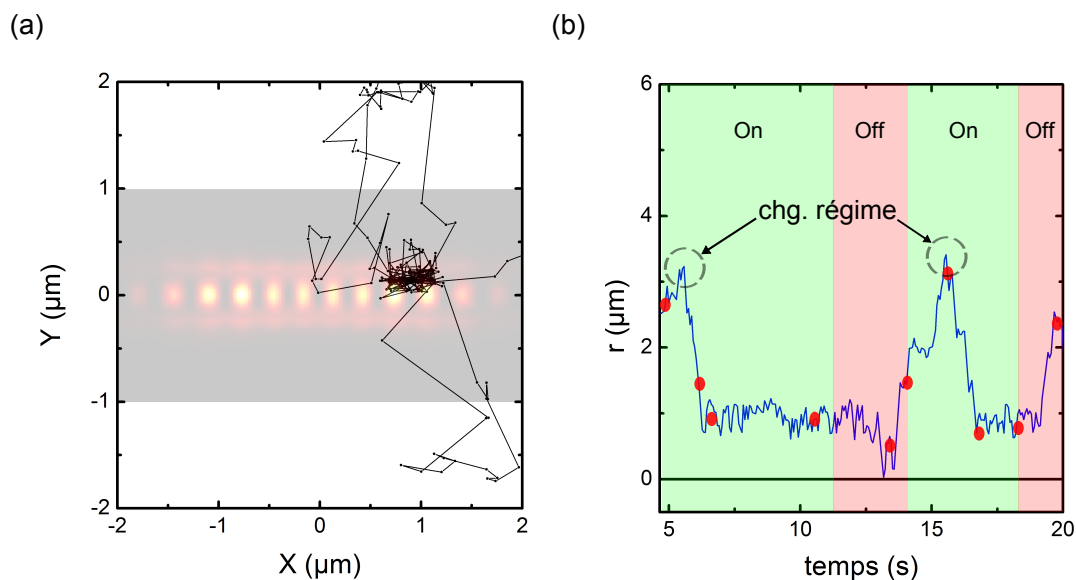


FIGURE 4.2 – (a) Mouvement de la particule piégée positionné sur la prévision numérique de l'intensité du champ électrique dans l'eau. (0;0) centre de la cavité. (b) Distance r de la particule par rapport au centre de la cavité au cours du temps, $r = 0$ centre de la cavité. Les disques rouges correspondent aux images de la Fig. 4.1.

4.1.2 Évolution en puissance de la distance d'interaction de la cavité

Nous avons ensuite fait varier la puissance à l'entrée du montage entre 50 et 225 mW . Nous avons relevé la distance relative de la particule pour ces différentes puissances. Nous présentons dans la figure 4.3 la distance r pour quatre puissances 50, 100, 200 et 225 mW . De manière générale, les particules sont piégées à 1 μm du centre de la cavité (sur les miroirs à gauche ou à droite).

On remarque dans les différentes expériences de piégeage que la particule n'est pas attirée vers la cavité à partir de la même valeur de la distance r . On observe une augmentation de la distance d'interaction lorsque la puissance injectée augmente.

Sur la figure 4.4, nous avons tracé la distance d'interaction de la particule avec la cavité en fonction de la puissance mesurée en sortie. Il semble exister une relation linéaire entre la distance d'interaction et la puissance injectée jusqu'à 200 mW inclus en entrée. Au delà de 200 mW la distance d'interaction diminue alors que la puissance augmente, ce qui peut être relié à la bistabilité thermique de la cavité reportée dans le chapitre précédent pour des puissances de cet ordre (cf. Fig. 3.5).

4. Piégeage des particules de $1 \mu m$ de diamètre

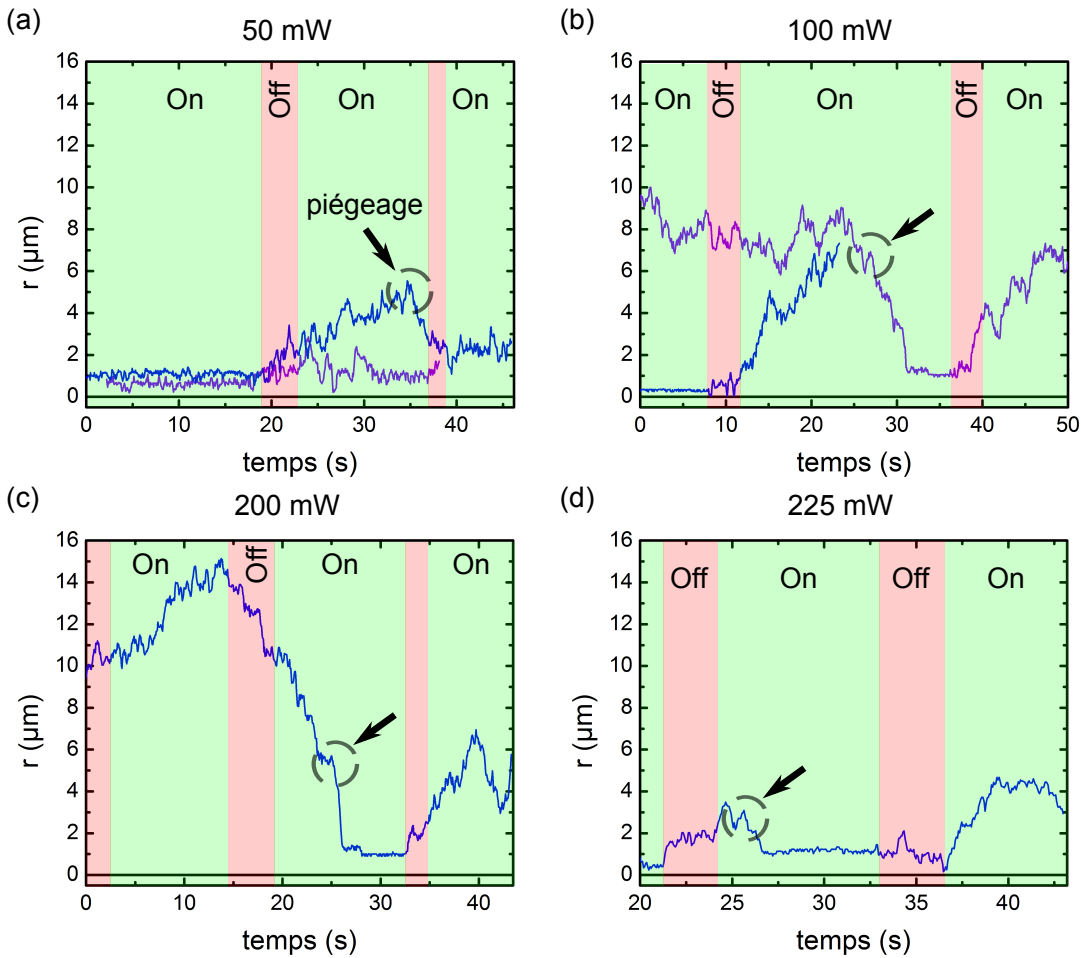


FIGURE 4.3 – Distance relative r de particules pour quatre puissances différentes en entrée de montage. (a) 50 mW. (b) 100 mW. (c) 200 mW et (d) 225 mW.

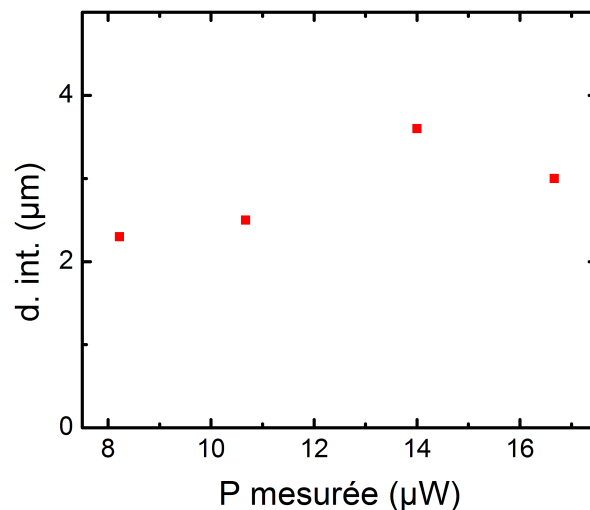


FIGURE 4.4 – Distance d'interaction en fonction de la puissance mesurée en sortie.

4.2 Perturbation de la transmission par les événements de piégeage

La présence d'un objet dans le champ proche d'une cavité modifie sa transmission [115]. Nous allons donc analyser simultanément le signal de transmission, collecté en sortie de structure, et les mouvements de la particule au-dessus de la cavité [98]. Nous présentons ici le piégeage simple d'une particule de polystyrène de $1\ \mu\text{m}$ sur la cavité. On enregistre cette fois les images de manière synchronisée avec le signal de transmission de la cavité (Fig. 4.5). Les images en microscopie optique en fluorescence montrent les différentes étapes du piégeage. Dans cette expérience, la particule diffuse dans le fluide loin de la cavité puis la particule est attirée vers la cavité où elle reste piégée jusqu'à ce que le laser soit éteint.

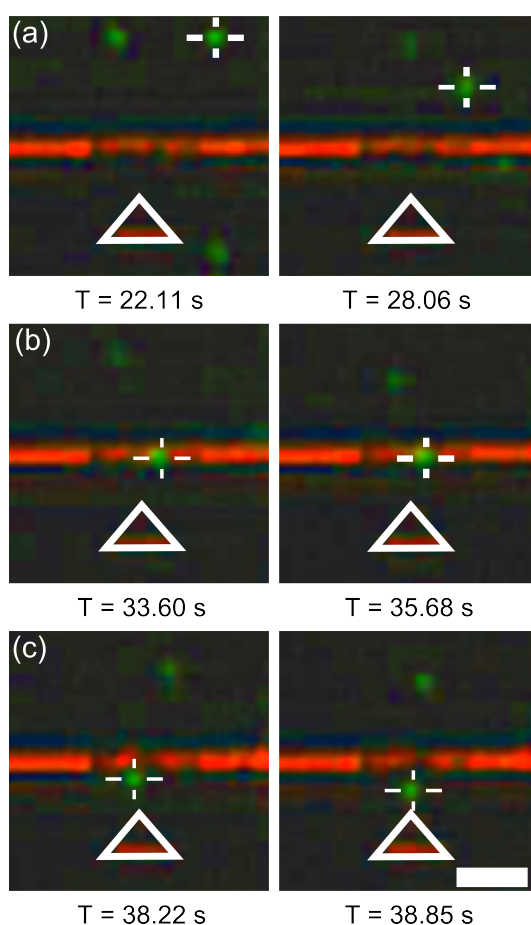


FIGURE 4.5 – Images en microscopie optique en fluorescence du mouvement de la particule de polystyrène de $1\ \mu\text{m}$ de diamètre au voisinage de la cavité. (a) La particule diffuse loin de la cavité. (b) La particule est piégée sur la cavité. (c) La particule est libérée car le laser est éteint. Barre d'échelle $5\ \mu\text{m}$.

En suivant le mouvement de la particule à l'aide des images enregistrées, il est possible de tracer l'évolution temporelle de la distance relative r (Eq. 4.1) de la particule et de le confronter au signal de transmission présenté Fig. 4.6 de la cavité aux instants de l'expérience.

4. Piégeage des particules de $1 \mu m$ de diamètre

Comme nous le remarquons dans la figure 4.6 (a) et (b), l'événement de piégeage de la particule au-dessus de la cavité est accompagné par une diminution de 3,4% du signal de transmission de la cavité (cf. zoom Fig. 4.6 (c) et (d)). La chute du signal de transmission est une conséquence de la perturbation du mode résonant de la cavité par la présence de la particule. Lorsque la particule pénètre dans le champ proche de la cavité, elle déplace la longueur d'onde de résonance de la cavité vers l'infrarouge [102]. D'après la largeur du pic de résonance de la cavité sans particule piégée et la valeur de la chute de signal transmis, nous estimons que la longueur d'onde de résonance se déplace de $\sim 0,1 \text{ nm}$ sous l'effet de la perturbation de la particule piégée.

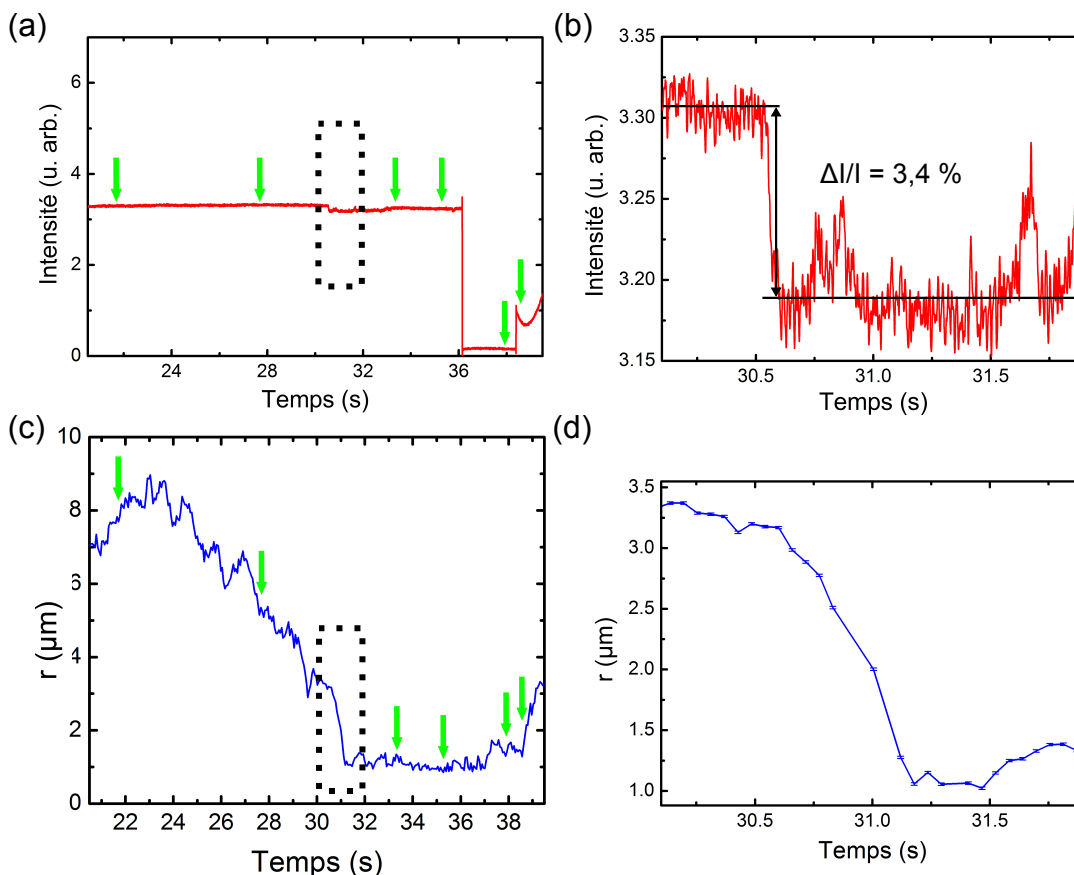


FIGURE 4.6 – (a) Signal de transmission de la cavité enregistré simultanément avec les images de la Fig. 4.5. (b) Zoom sur la partie du signal de transmission en pointillée. (c) Distance relative, r de la particule en fonction du temps à comparer avec (a). (d) Zoom sur la partie en pointillée de la distance relative.

Les remarques précédentes nous amènent à penser qu'il est possible dès lors que nous connaissions à chaque instant la longueur d'onde de résonance de la cavité, d'exciter la cavité en désaccord afin de n'obtenir la résonance qu'avec la présence de l'entité à piéger. Ce schéma de manipulation a déjà été mis en avant pour des systèmes plasmoniques de piégeage de particules [89] et plus récemment à l'aide de cavités à cristaux photoniques 2D [102]. Toutefois, ce type de schéma de piégeage requiert des cavités à bien plus grand facteur de qualité de façon à ce que le décalage spectral

induit par la particule à piéger soit supérieur à la largeur spectrale de la résonance. Nous avons choisi une cavité où $\Delta\lambda_{pert} \sim \frac{\Delta\lambda_{FWHM}}{10}$ qui nous permet de rester à la résonance même avec une particule alors que dans [102], $\Delta\lambda_{pert} \sim \Delta\lambda_{FWHM}$.

4.3 Assemblage auto-organisé de particules

Nous avons constaté le piégeage multiple de particules de polystyrène de $1 \mu m$ de diamètre sur la cavité. Nous avons noté tout au long des expériences de piégeage de particules que celles-ci ont tendance à s'organiser sur la cavité lorsqu'elle est en résonance. Les déplacements des particules observées sont soumis à la statistique du mouvement brownien et nous avons rassemblé dans la figure 4.7, les différents assemblages stables observés tout au long des expériences réalisées sur cette cavité.

Les assemblages de particules sont dit stables si les particules piégées restent sur la cavité en conservant le même arrangement jusqu'à ce que le laser soit éteint, soit la longueur d'onde est changée ou qu'une nouvelle particule soit piégée. Ces conformations stables sont obtenues pour un nombre de 1 à 7 particules au-dessus de la cavité. Sur la figure 4.7, nous observons que les particules s'ordonnent en suivant des structures géométriques bidimensionnelles très simples, des lignes horizontales ou verticales de 2 à 3 particules. Pour 3 particules nous observons aussi des triangles orientés vers le haut ou vers le bas. Pour 4 particules nous observons un losange et pour 5 particules nous observons un trapèze. Nous observons un assemblage à 6 particules en forme de pentagone. L'assemblage à 7 est symétrique et est centré sur la cavité. Il forme un hexagone.

4. Piégeage des particules de $1\ \mu\text{m}$ de diamètre

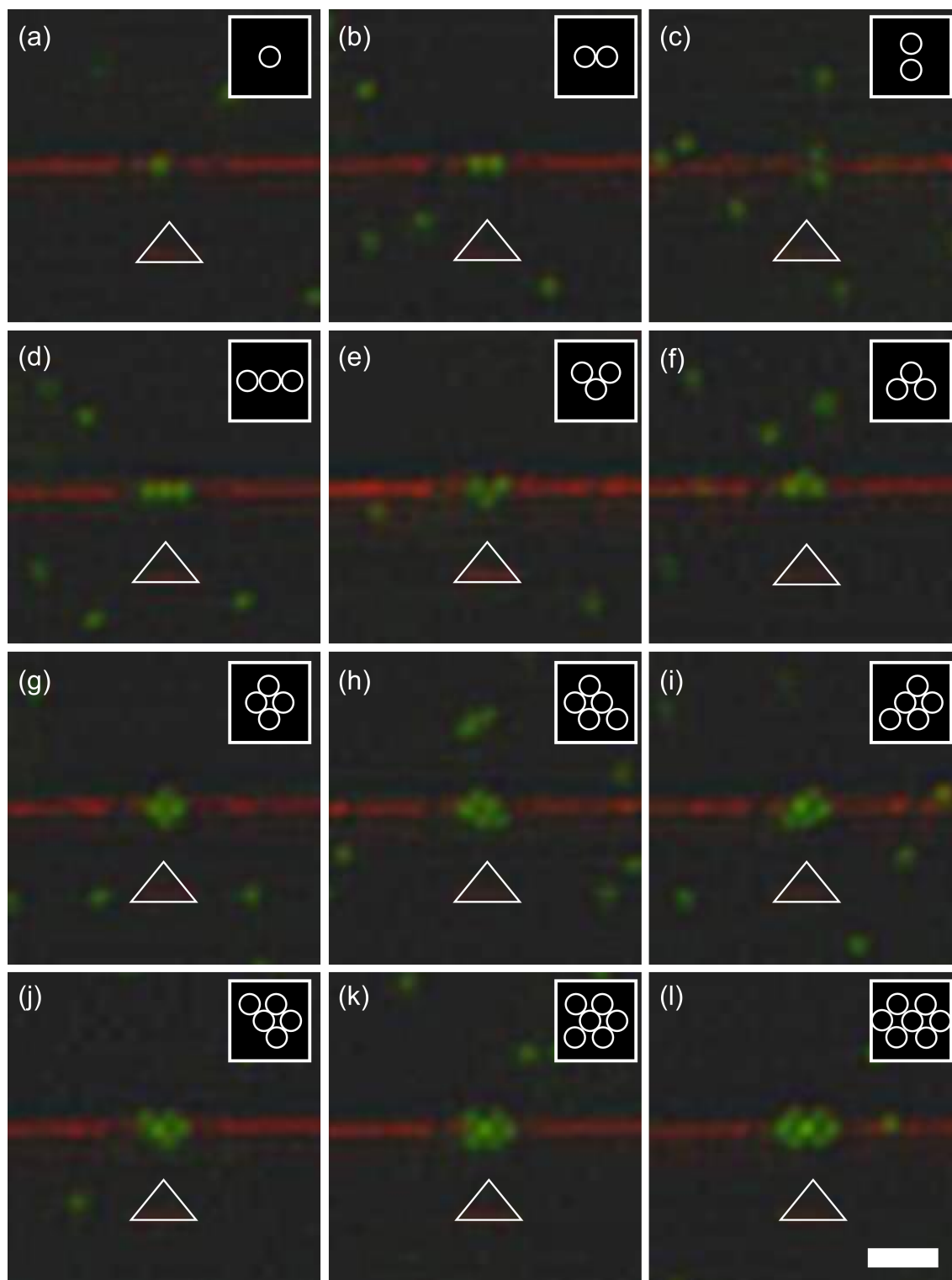


FIGURE 4.7 – Images en microscopie des conformations de particules de polystyrène de $1\ \mu\text{m}$ de diamètre. Les images sont extraites de différentes séquences enregistrées pendant les expériences de piégeage. (a) 1 particule, (b) et (c) 2 particules, (d), (e) et (f) 3 particules, (g) 4 particules, (h), (i) et (j) 5 particules, (k) 6 particules et (l) 7 particules. Barre d'échelle $5\ \mu\text{m}$.

On observe sur la Fig. 4.8 le passage d'une conformation à 2 vers une conformation à 5 particules piégées. L'arrivée de la 4^{ème} particule dans le voisinage du piège optique entraîne un changement de conformations des particules au-dessus de la cavité et on passe d'une conformation stable à une autre conformation stable avec deux étapes intermédiaires. La première étape intermédiaire est la formation d'une ligne de trois particules. Puis lorsque la 4^{ème} particule entre dans le voisinage de la cavité celle-ci induit un changement dans l'assemblage de trois particules en ligne à trois particules en triangle puis 4 en losange. Enfin, une cinquième particule entre dans le voisinage de l'assemblage pour former un trapèze à cinq particules. Les conformations observées proviennent de l'interaction entre la distribution de l'intensité du mode électromagnétique dans le volume de la cavité et dans son champ proche et les particules. Comme les interactions avec le champ proche restent faibles le nombre de particules au-dessus de la cavité peut être augmenté seulement en suivant des assemblages stables. Ceci implique que les particules ne peuvent pas être délivrées indépendamment les unes des autres.

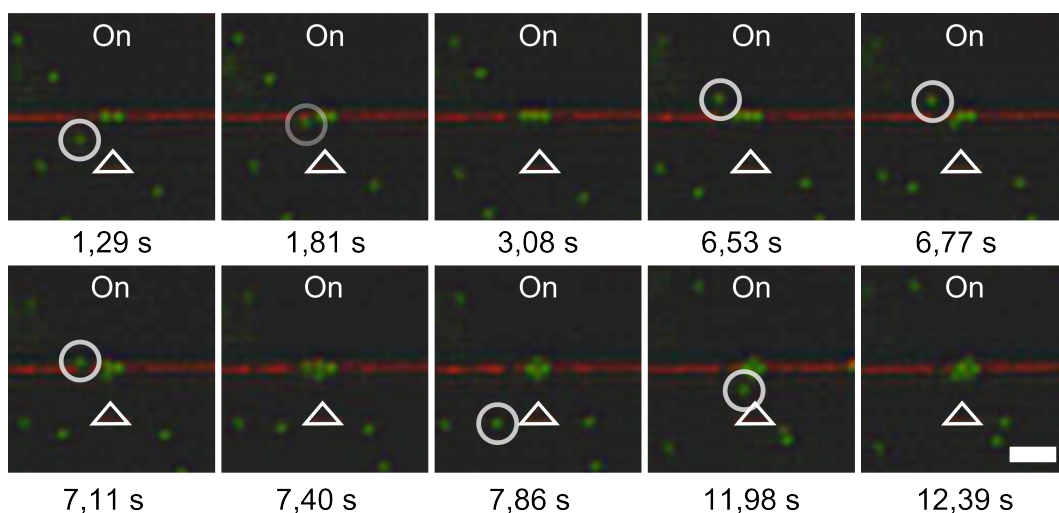


FIGURE 4.8 – Images en microscopie de l'évolution d'une conformation à 2 vers une conformation à 5 particules avec des étapes intermédiaires à 3 et 4 particules au-dessus de la cavité. Barre d'échelle $5 \mu\text{m}$.

Nous avons présupposé avec les particules de 500 nm un phénomène similaire mais cette fois le nombre de particules dans les conformations stables est clairement observable avec les particules de $1 \mu\text{m}$ de diamètre. L'ensemble des observations montre que les particules ont tendance à minimiser l'occupation de l'espace selon des géométries simples.

4.4 Conclusion

Nous avons quantifié dans ce chapitre certains paramètres des phénomènes de piégeage d'une ou plusieurs particules de $1 \mu m$ par une seule et même cavité.

Nous avons pu montrer que la puissance injectée dans la cavité permet d'accroître la distance d'interaction particule/cavité pourvu que la cavité continue de fonctionner en régime linéaire. Une étude avec des particules mises en mouvement sous l'action d'un flux de fluide permettrait d'obtenir une meilleure approximation de la relation entre puissance et distance d'interaction.

Nous avons ensuite analysé la perturbation de la cavité résonante par la particule piégée et montré que l'analyse du signal transmis par la cavité peut permettre de décrire le piégeage d'une particule en temps réel.

Enfin, les assemblages observés suivent des géométries simples et semblent maximiser le nombre de particules pour une surface donnée. La question du lien entre la taille des assemblages et la taille du mode optique de la cavité sera abordée dans le dernier chapitre de ce manuscrit.

5

Pinces optiques à base de cavités couplées

Sommaire

5.1	Les pinces optiques couplées	73
5.2	Piégeage, détection et assemblage	75
5.2.1	Propriétés optiques de la structure couplée	75
5.2.2	Piégeage et détection de particules sur deux cavités couplées	77
5.3	Contrôle linéaire du mouvement de particules	80
5.3.1	Propriétés optiques de la structure couplée	80
5.3.2	Mise en évidence du déplacement des particules	82
5.4	Contrôle optique de la rotation d'un assemblage	85
5.4.1	Propriétés optiques des cavités couplées	85
5.4.2	Mise en évidence de la rotation d'un assemblage	87
5.5	Conclusion	90

Dans ce chapitre, nous présentons des pinces optiques à base de cavités couplées qui présentent plusieurs longueurs d'onde de résonance. Le fait de coupler des cavités permet de créer des pièges optiques à forme variable et configurable grâce à leurs longueurs d'onde de résonance. Nous montrons différents aspects de la micromanipulation de particules de polystyrène ($1 \mu\text{m}$ de diamètre en suspension) en utilisant ces pinces photoniques accordables sur puce.

5.1 Les pinces optiques couplées

Il a été montré dans la littérature et dans le travail de thèse de K. Foubert que les cavités peuvent être couplées créant ainsi différentes distributions de champ électrique qui dépendent de la longueur d'onde [69, 106, 107]. Les structures de champ spectralement adressables participent au piégeage et à la manipulation dynamique des particules en suspension. Nous avons ainsi conçu, fabriqué et étudié différentes structures de nanocavités couplées pour la manipulation de particules [110, 105].

Les nanocavités peuvent être couplées par l'intermédiaire des ondes évanescentes sur le côté du guide d'onde ou à travers un miroir à cristal photonique. Afin d'obtenir un couplage robuste entre les nanocavités et aussi pour minimiser la perturbation du mode de cavité par la présence de particules à manipuler, les nanocavités présentent des facteurs de qualité faibles $Q \simeq 3000$ pour un volume modal de $0,6 (\lambda/n)^3$ où λ est la longueur d'onde de résonance et n l'indice de réfraction de la cavité [128].

Une première méthode de couplage des cavités est de les placer les unes à côté des autres, Fig. 5.1 (a). Nous observons autant de pics de résonances dans le spectre qu'il y a de cavités dans le système couplé [118]. A chaque longueur d'onde de résonance du spectre correspond une répartition différente du champ électromagnétique dans la structure [107]. Les cavités sont couplées latéralement à travers un gap de 100 ou 200 nm.

Une seconde méthode de couplage repose sur un empilement dans le sens de la longueur Fig. 5.1 (b), la distance de couplage entre deux cavités voisines est plus grande que dans le cas de deux cavités couplées latéralement. En combinant les deux méthodes de couplage des cavités nous pouvons fabriquer des matrices de cavités, Fig. 5.1 (c).

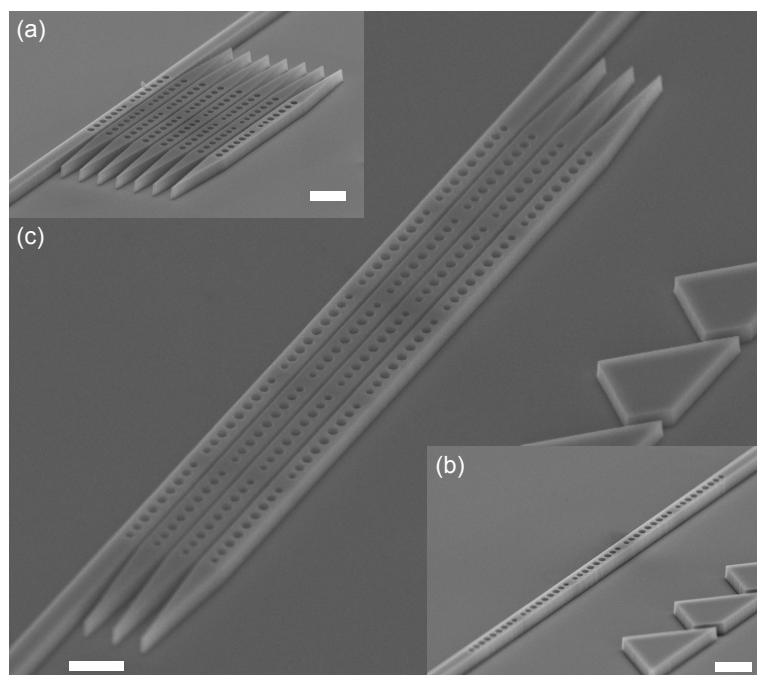


FIGURE 5.1 – (a) Cliché MEB avec un angle de 70° de 4 cavités couplées linéairement. (b) Cliché MEB avec un angle de 70° de 8 cavités couplées latéralement. (c) Cliché MEB avec un angle de 55° d'une matrice de 16 cavités couplées. Barres d'échelle $1 \mu\text{m}$.

5.2 Piégeage, détection et assemblage

5.2.1 Propriétés optiques de la structure couplée

Nous nous intéressons tout d'abord au système formé par deux cavités couplées par le champ proche au travers d'un gap de 200 nm , Fig. 5.2 [106, 143]. Deux modes optiques sont supportés par cette structure dont les résonances dans l'air sont à $\lambda_{1\text{air}} = 1514,28\text{ nm}$ et $\lambda_{2\text{air}} = 1518,29\text{ nm}$ auxquelles sont associés des facteurs de qualité $Q_{1\text{air}} \simeq 6000$ et $Q_{2\text{air}} \simeq 6300$. En présence de la suspension colloïdale les résonances se déplacent de 21 nm à $\lambda_1 = 1533,42\text{ nm}$ et $\lambda_2 = 1541,04\text{ nm}$ et les facteurs de qualité correspondants chutent à $Q_1 \simeq 5500$ et $Q_2 \simeq 4200$. Les spectres expérimentaux dans l'air en présence des colloïdes sont présentés sur la Fig. 5.3 (a). Les spectres calculés par *FDTD 3D* sont présentés en Fig. 5.3 (b). On observe un bon accord entre les spectres expérimentaux et les simulations.

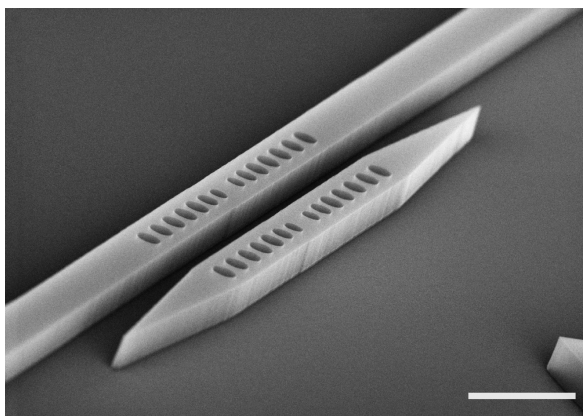


FIGURE 5.2 – Cliché MEB avec un angle de 70° des 2 cavités couplées latéralement par un gap de 200 nm . Barre d'échelle $1\text{ }\mu\text{m}$.

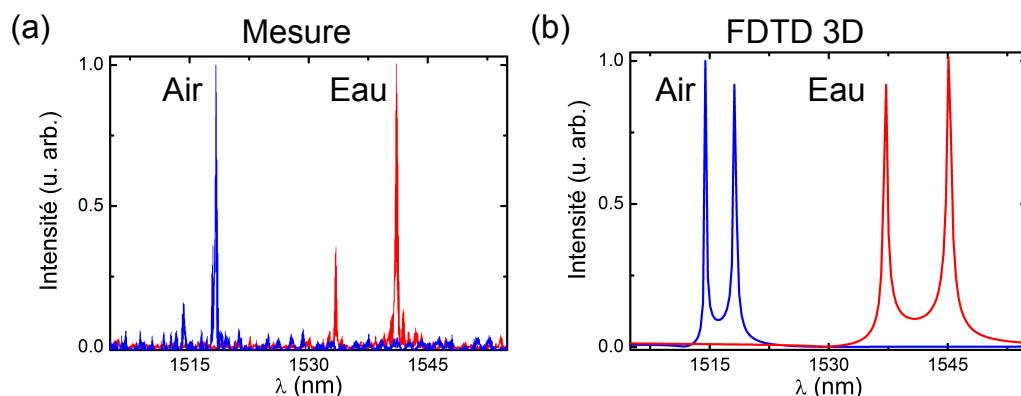


FIGURE 5.3 – Spectres de la structure couplée, dans l'air (bleu) et dans la suspension colloïdale (rouge). (a) Spectres expérimentaux réalisés avec 2 mW en entrée du montage. (b) Prévisions numériques *FDTD 3D* des spectres de transmission.

La figure 5.4 donne la distribution du champ proche des modes observés en microscopie en champ proche optique en mode interaction [115]. L'exaltation du champ

électrique dans le gap entre les cavités pour le mode résonant à λ_{2air} ou λ_2 est causée par les interférences constructives entre les modes optiques de chacune des cavités. Comme on l'observe sur les images champ proche de la figure 5.4 à λ_{2air} , il existe un renforcement de l'intensité du champ électrique dans le gap d'air entre les deux cavités.

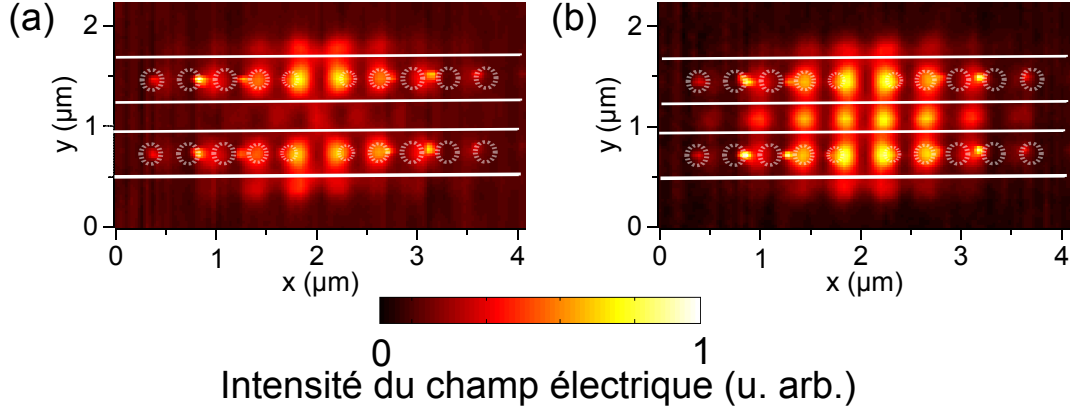


FIGURE 5.4 – Distributions de l'intensité du champ électrique des deux modes résonants issues de la mesure en champ proche optique en interaction. (a) À λ_{1air} et (b) à λ_{2air} .

La simulation *FDTD 3D* présente les deux distributions de l'intensité du champ électrique dans l'eau (avec l'indice de réfraction de l'eau $n_{eau} = 1,33$) pour la structure de cavités couplées. Les calculs de la Fig. 5.5 sont effectués avec l'eau comme milieu entourant les cavités et sont cohérentes avec les images issues de la microscopie en champ proche de la Fig. 5.4.

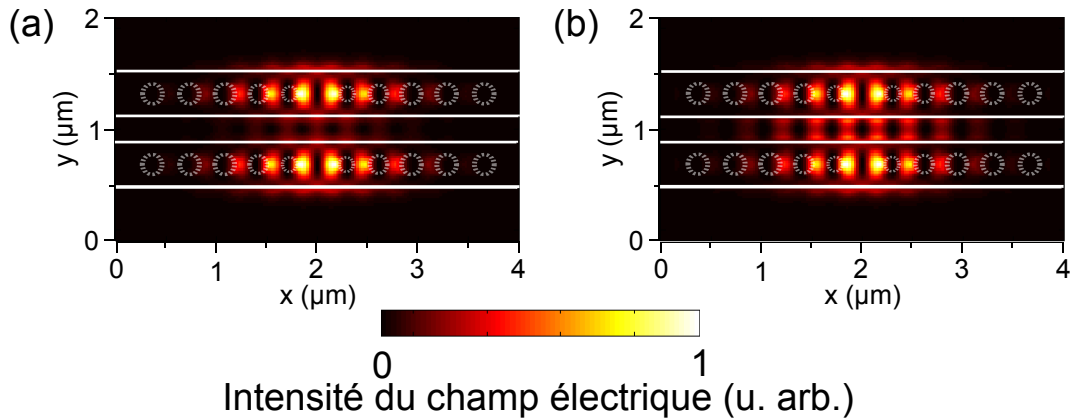


FIGURE 5.5 – Distributions de l'intensité du champ électrique dans l'eau des deux modes résonants calculées par *FDTD 3D*. (a) À λ_1 et (b) à λ_2 .

Les distributions de la figure 5.5 de l'intensité du champ électrique des calculs effectués pour la structure couplée dans l'eau sont très voisines de celles obtenues par microscopie en champ proche (cf. Fig. 5.4). Toutefois en présence d'eau dans la simulation *FDTD 3D* la distribution de l'intensité du champ électrique nous remarquons que le renforcement du champ électrique entre les deux cavités pour le mode résonant à λ_2 est moins intense.

5.2.2 Piégeage et détection de particules sur deux cavités couplées

Les cavités couplées sont immergées dans une cellule fluide, contenant une solution de particules de polystyrène de $1 \mu\text{m}$ de diamètre. Les cavités couplées sont excitées à λ_2 (cf. Fig. 5.7 (c-d)) et le mouvement des particules de polystyrène au-dessus des cavités ainsi que le signal de transmission sont enregistrés simultanément. En figure 5.6 nous traçons l'évolution temporelle de la variation relative du signal de transmission en vis à vis avec les images. Nous observons le piégeage successif de 2 microsphères de polystyrène sur les cavités couplées. L'interaction champ proche entre les particules diélectriques au-dessus des cavités et le champ électrique confiné dans le gap de la structure décale la résonance du système vers l'infrarouge lointain [119]. Chaque particule induit une chute du signal de transmission de 10%. Si on compare cette valeur aux calculs effectués dans la Fig. 5.7 (c-d) pour des positions de particules équivalentes à celles observées dans l'expérience on obtient une variation relative de la transmission de 4,25% pour une particule et 13,8% pour les deux particules. Les valeurs calculées et celles mesurées sont différentes, cependant dans le calcul, la position des particules sur la cavité est imposée par nos soins. Il est difficile de connaître exactement la position de la particule expérimentalement, cela peut expliquer la différence entre l'expérience et le calcul.

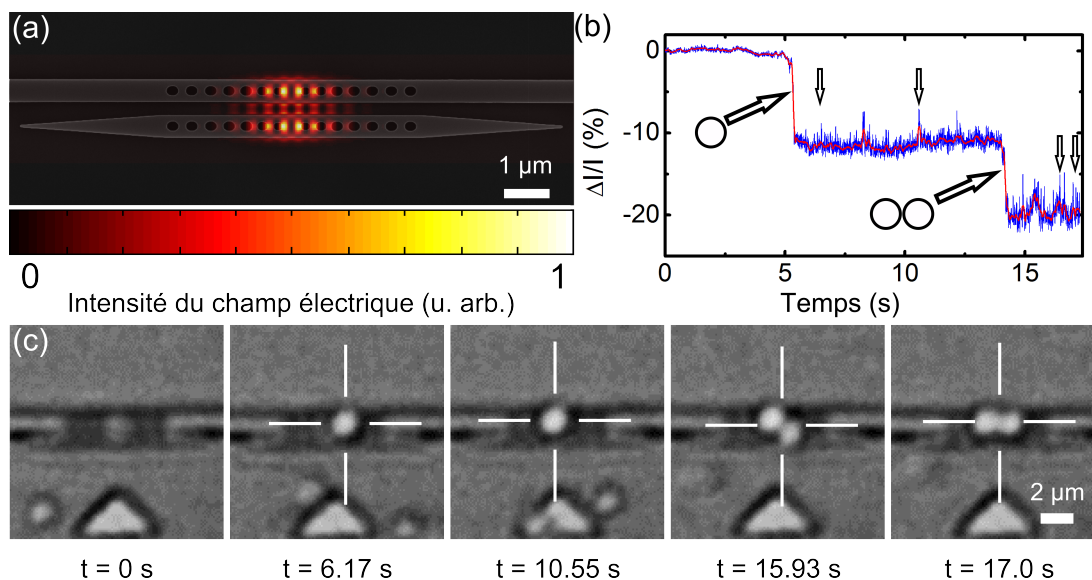


FIGURE 5.6 – Piégeage et détection de particules sur des cavités couplées latéralement. (a) Cliché MEB de la structure photonique avec le calcul FDTD 3D du mode résonant à λ_2 en surimpression. (b) Variation relative de la transmission des cavités enregistrée au cours de l'expérience de piégeage. (c) Images à différents instants de l'expérience matérialisés en (b) par les flèches en noir.

Des simulations numériques sont faites avec une particule positionnée sur le premier maximum d'intensité du champ électrique entre les deux miroirs. On observe un renforcement du champ électrique à l'endroit où la bille est positionnée dans le calcul. Les modes résonants de la structure couplée ne sont que faiblement modifiés

par la présence de la particule. La particule n'introduit qu'une faible perturbation du mode résonant. On retrouve comme dans les calculs dans l'eau et les mesures en champ proche, un renforcement de l'intensité du champ électrique entre les deux cavités pour λ_2 qui correspond au couplage en phase des cavités.

Pour estimer la perturbation induite par une et deux particules, au-dessus des cavités couplées, nous avons calculé les spectres de transmission de ces systèmes par *FDTD 3D* dans l'eau pour différentes positions de particules. La figure 5.7 présente les spectres simulés, les spectres noirs sont les références obtenues sans particules. Les schémas de gauche montrent les positions des particules au-dessus des cavités. On observe un déplacement en longueur d'onde vers l'infrarouge des pics de résonance. Il apparaît que le déplacement dépend plus du nombre de particules sur les cavités que de la position des particules sur les cavités. Sachant cela, à une longueur d'onde fixée, l'augmentation du nombre de particules piégées conduit à un changement du niveau de signal transmis par les cavités et les fluctuations de positions des particules piégées sur les cavités induisent des fluctuations dans le signal de transmission.

Ce genre de phénomène a déjà été reporté dans la littérature pour des particules diélectriques [69] et pour des particules métalliques [101, 100] avec des structures photoniques intégrées. Cependant, la localisation du champ électrique dans le gap [106] nous permet de détecter les déplacements microscopiques des particules dans le piège optique. Sur le signal de transmission des nanocavités couplées, on observe des variations rapides de faibles amplitudes. Ces variations du signal de transmission sont directement liées aux mouvements submicrométriques des particules dans le piège.

Nous avons montré à l'aide de la structure couplée que nous pouvons détecter des événements de piégeage de particules. La sensibilité des cavités couplées permet de sonder les déplacements d'amplitudes inférieures au micromètre des particules dans la pince optique [98, 105].

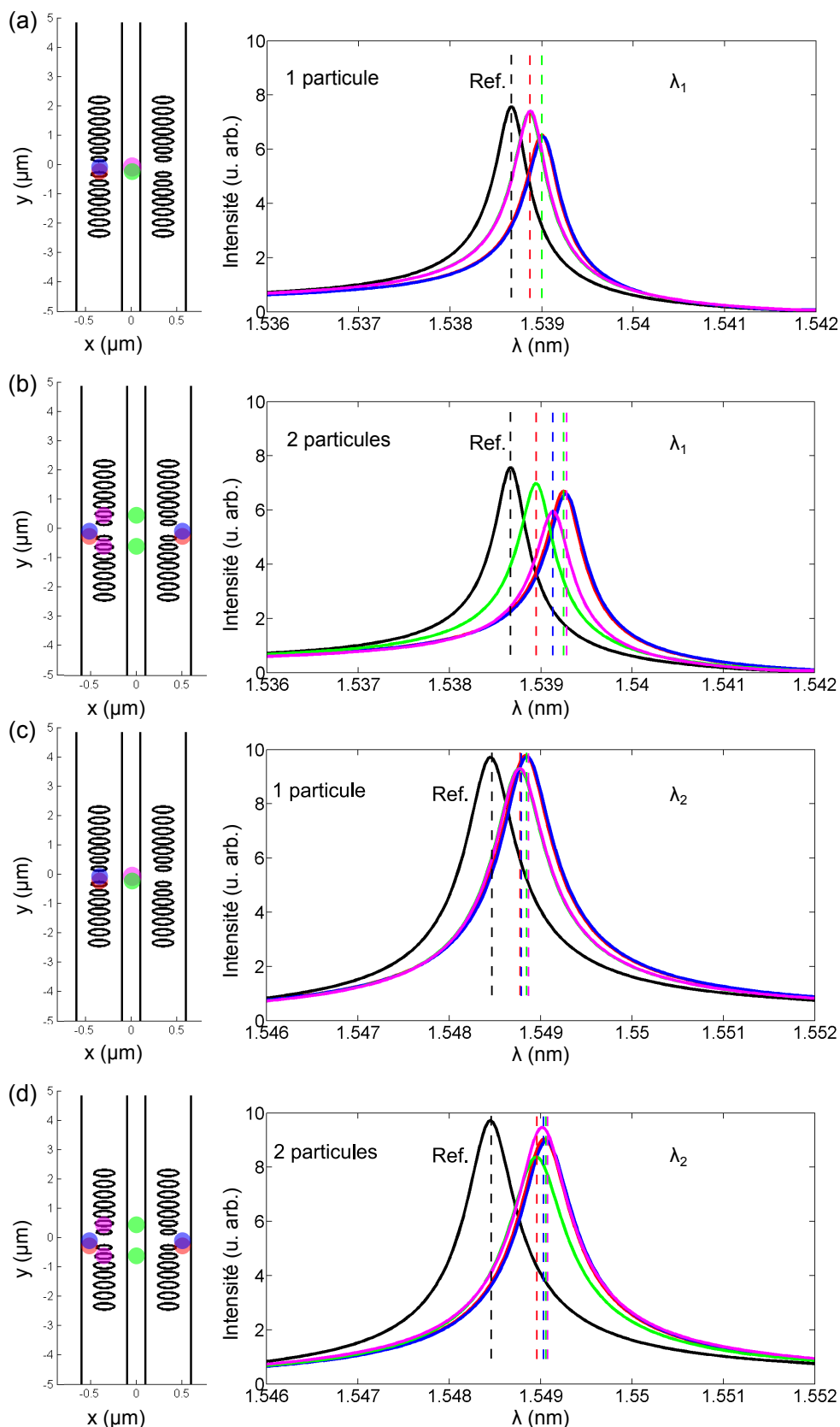


FIGURE 5.7 – Résonances du spectre calculé dans l'eau et pour différentes positions de particules piégées. (a) Pour une seule particule à λ_1 . (b) Pour deux particules au-dessus des cavités λ_1 . (c) Pour une seule particule λ_2 . (d) Pour deux particules au-dessus des cavités λ_2 . Les différentes positions du centre des particules sont indiquées par le schéma de gauche. Le spectre noir est la référence sans particules.

5.3 Contrôle linéaire du mouvement de particules

5.3.1 Propriétés optiques de la structure couplée

Intéressons nous au cas de deux nanocavités couplées dans le sens de la longueur dans le même guide d'onde et partageant un miroir à cristaux photoniques comme la structure en Fig. 5.8.

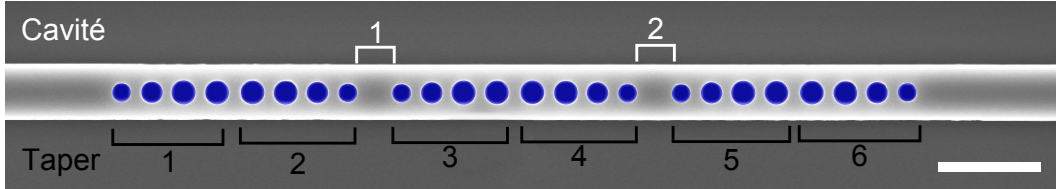


FIGURE 5.8 – Cliché MEB des deux cavités monomodes couplées. Les résonateurs sont constitués uniquement de parties adaptatives (Taper) séparées par deux cavités de 364 nm de longueur. Barre d'échelle 1 μm .

La structure de la figure 5.8 est caractérisée en transmission dans l'air et en présence de la solution de particules de polystyrène de 1 μm . Les cavités possèdent deux pics de résonances dans l'air et dans la solution de particules. Les résonances dans l'air montrent des facteurs de qualité $Q_{1air} \simeq 7400$ pour la longueur d'onde de résonance $\lambda_{1air} = 1519,57 \text{ nm}$ et $Q_{2air} \simeq 5380$ pour la longueur d'onde de résonance $\lambda_{2air} = 1524,96 \text{ nm}$. En présence de la solution de particules les deux résonances se déplacent de 20 nm et les facteurs de qualité diminuent $Q_1 \simeq 3780$ pour $\lambda_1 = 1538,80 \text{ nm}$ et $Q_2 \simeq 3340$ pour $\lambda_2 = 1545,87 \text{ nm}$. Les résultats expérimentaux de transmission sont en bon accord avec les spectres calculés numériquement. Les spectres sont visibles sur la Fig. 5.9.

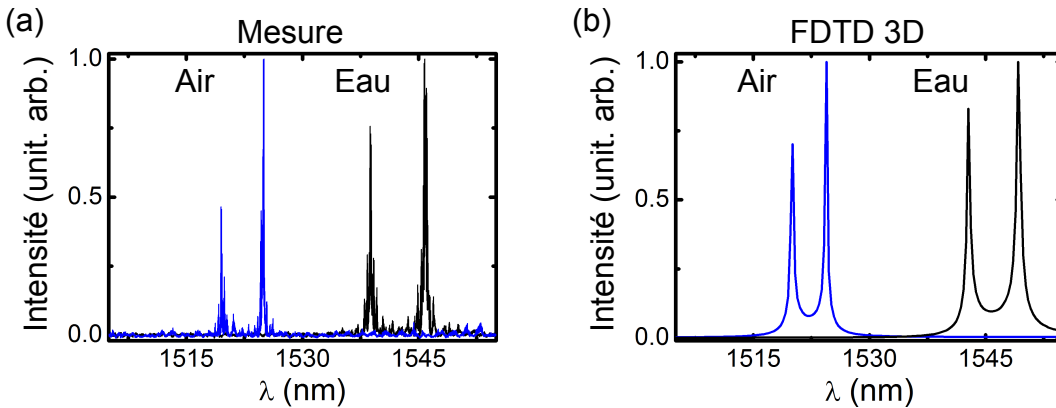


FIGURE 5.9 – Spectres de la structure couplée linéairement dans l'air et dans l'eau. (a) Spectres mesurés dans l'air (bleu) et dans l'eau (noir) pour les deux cavités couplées en ligne. (b) Spectres obtenus par FDTD 3D dans l'air et dans l'eau.

Pour connaître la distribution du mode électromagnétique dans la structure nous avons étudié les cavités couplées en microscopie en champ proche optique. La figure 5.10 rassemble les distributions de l'intensité du champ électrique des modes

résonants issues de la mesure SNOM en interaction [115]. Si les cavités sont parfaitement identiques alors la structure couplée supporte deux modes résonants de structure de champ identique, répartis de manière égale dans chacune des cavités. Grâce à l'imagerie en champ proche optique, nous remarquons que la symétrie des distributions de champ est rompue. Selon la longueur d'onde de résonance choisie, le mode sera renforcé dans l'une ou l'autre de ces deux cavités. Ce qui signifie que les fluctuations de fabrications ont introduit une variation nanométrique dans la longueur d'une cavité [108].

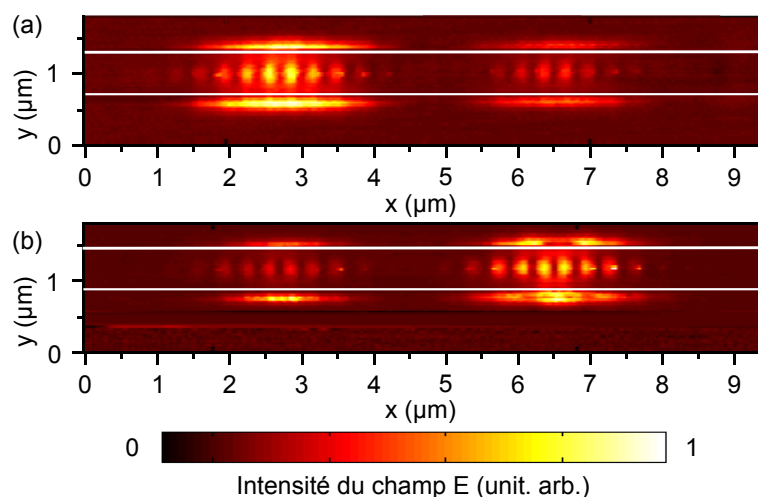


FIGURE 5.10 – Distribution de l'intensité du champ électrique issue de la mesure en champ proche. (a) A la longueur d'onde de résonance la plus courte λ_1 . (b) A la longueur d'onde de résonance la plus longue λ_2 .

La figure 5.11 nous montre les simulations numériques pour les deux modes résonants à la longueur d'onde λ_1 en (a) et à la longueur d'onde λ_2 en (b). La différence de longueur entre les deux cavités est évaluée à 2 nm d'après les simulations des deux modes de résonance dans l'eau (cf. Fig. 5.11 (a-b)). Dans la figure 5.11 (c), nous représentons la distribution de l'intensité du champ électrique au centre de la cavité dans laquelle le champ est renforcé selon la longueur d'onde de résonance. Sur ce zoom nous avons mis en surimpression le gradient du champ, qui a la forme du champ de force de gradient optique.

Nous venons de mettre en évidence que l'intensité du champ électrique est renforcée pour la longueur d'onde de résonance la plus courte λ_1 dans la cavité de gauche, dans toutes nos figures. Pour la longueur d'onde de résonance la plus longue λ_2 la distribution du champ électrique est préférentiellement dans la cavité de droite sur toutes nos figures.

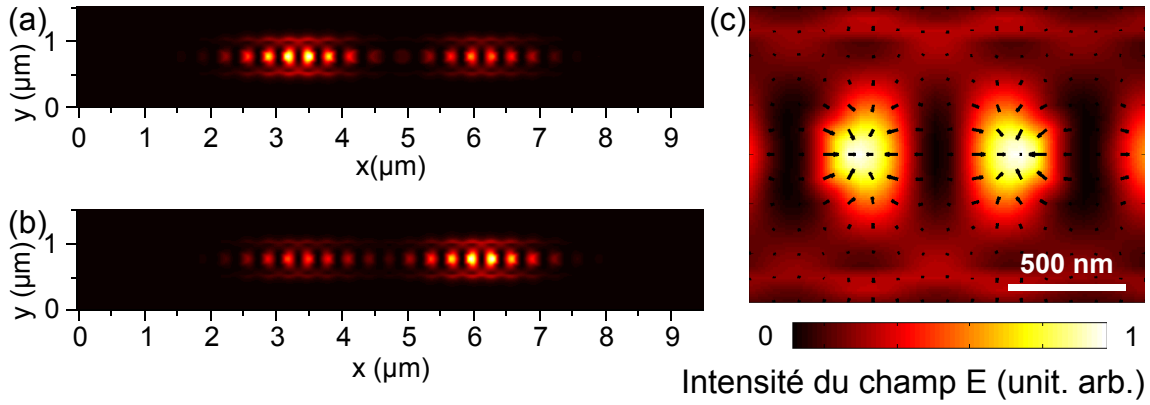


FIGURE 5.11 – Simulations numériques des modes des deux cavités couplées linéairement avec l'allure du gradient du champ. (a) et (b) Calculs FDTD 3D dans l'eau des distributions de l'intensité du champ électrique des modes résonants. (c) Zoom sur le champ au centre de la cavité, avec en surimpression le champ de gradient (flèches noires).

5.3.2 Mise en évidence du déplacement des particules

Toutes les expériences de piégeage et déplacement des particules ont été menées avec la même puissance en sortie d'amplificateur 100 mW et les mêmes valeurs de longueurs d'ondes de résonance pour λ_1 et λ_2 . Nous avons mesuré au maximum en sortie du guide un niveau de puissance de 7 μW , sachant que les pertes linéaires dans le guide d'onde s'élèvent à 6 dB.cm⁻¹ et que les cavités sont situées au milieu de ce guide de 10 mm de longueur, on peut estimer une puissance en sortie des cavités de 14 μW au maximum.

Nous observons dans la figure 5.12 le déplacement d'une cavité vers l'autre de 1 à 4 particules de polystyrène piégées sur une des cavités du système couplé lorsque la longueur d'onde est modifiée par sélection de l'autre résonance de travail. Les particules se déplacent sans être relâchées à l'intérieur du piège formé par les deux cavités. Ce piège change simplement de forme avec la longueur d'onde de résonance λ_1 ou λ_2 .

Une particule seule se déplace à l'intérieur de la pince à une vitesse moyenne de 4 $\mu m.s^{-1}$. La vitesse de déplacement d'une cavité vers l'autre diminue lorsque le nombre de particules augmente dans la pince. La diminution de la vitesse de déplacement dans le piège est due aux forces de trainée hydrodynamique qui augmentent car le nombre de particules augmente ainsi que le volume de fluide déplacé par les particules lorsqu'elles se déplacent aussi. Les vitesses de déplacement entre les deux cavités pour les assemblages à 3 et 4 particules sont évidemment plus faibles, Fig. 5.1.

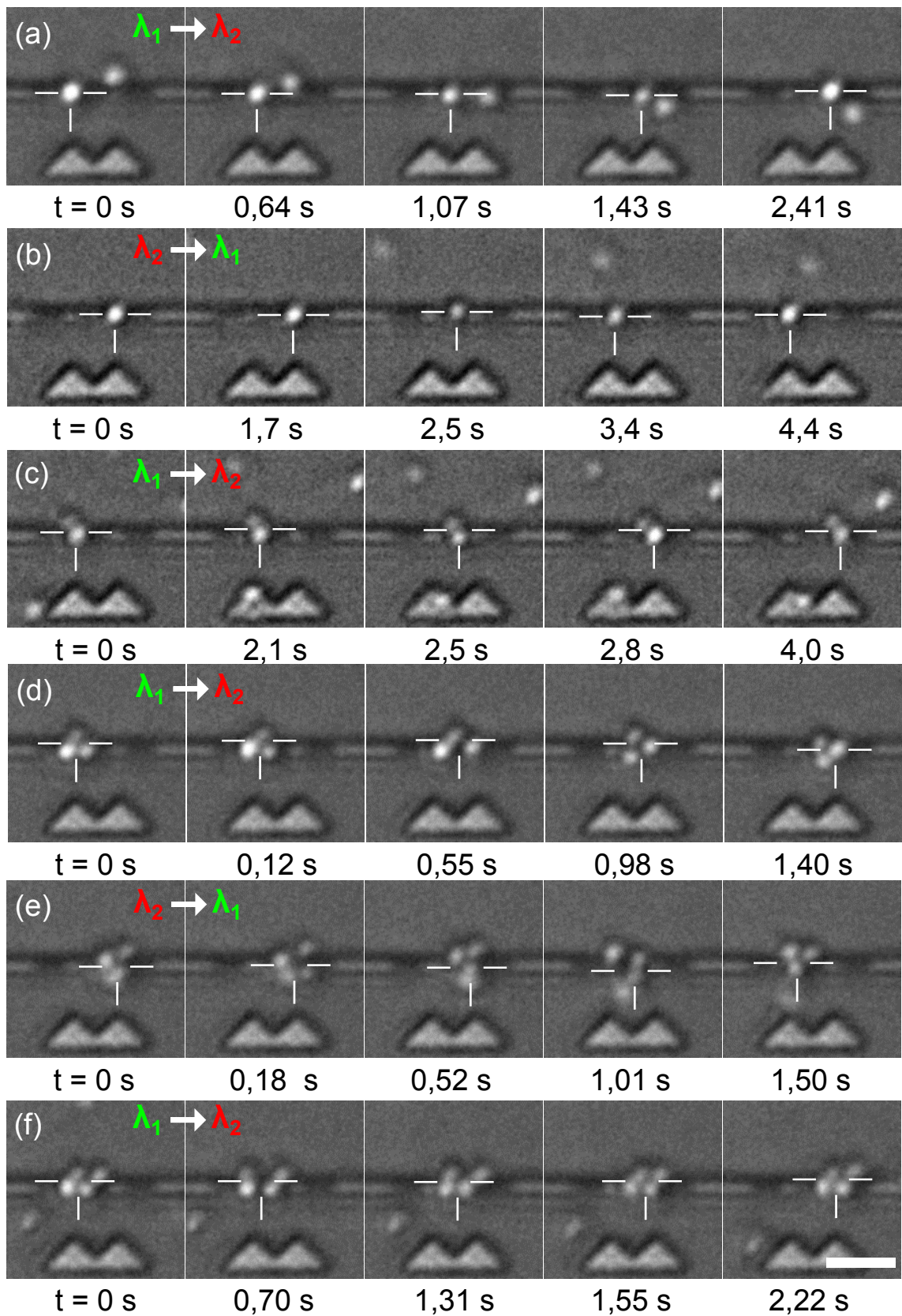


FIGURE 5.12 – Micro positionnement de particules piégées à l'aide des cavités couplées désaccordées. Images montrant le déplacement de particules piégées d'une cavité à l'autre par changement de λ_1 à λ_2 (a), (c), (d) et (f) pour respectivement 1, 2, 3 et 4 particules. De même pour (b) et (e) mais avec changement de λ_2 à λ_1 pour 1 et 3 particules. Barre d'échelle $5 \mu\text{m}$.

Étant donné que le nombre d'images par seconde enregistrées par la caméra dans les séquences de l'expérience est assez faible ($\sim 17 \text{ ips}$) nous ne pouvons pas donner une évaluation correcte de l'accélération des particules. Cependant, en considérant que la vitesse est constante pendant le déplacement des particules d'une cavité vers l'autre alors l'accélération est nulle. Dans ce cas on peut calculer facilement la force de trainée hydrodynamique liée au déplacement des particules. Cette force de trainée est alors égale à la force agissant sur les particules. La force qui déplace les particules d'une cavité vers l'autre est la différence de forces optiques entre les deux cavités. Au deux longueurs d'ondes de résonances les deux cavités sont allumées cependant comme on l'observe dans les prévisions numériques il y a un renforcement de champ dans une cavité à l'une ou l'autre des longueurs d'onde de résonance. Ce renforcement de champ électrique attire les particules vers l'une ou l'autre cavité selon la résonance. En mesurant la vitesse on peut estimer la valeur de cette variation de force optique. Dans le tableau de le Tab. 5.1 nous avons calculé en utilisant la loi de Stokes les valeurs de variation de force optique ΔFO associées aux vitesses de déplacement des particules. Les valeurs de ΔFO agissant sur les particules sont supérieures aux valeurs de force du mouvement brownien ou de la pesanteur agissant sur les particules [140].

Nombre de particules	Vitesse ($\mu\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$)	ΔFO (fN)
1	4,0	37
2	3,0	56
3	1,3	36
4	2,0	75

Tableau 5.1 – Vitesses de déplacement entre les deux cavités pour 1 à 4 particules. Variation de la force optique associée aux déplacements des particules.

Les translations des particules piégées observées dans la Fig. 5.12 sont déclenchées par le changement de résonance, cette particularité pourrait être exploitée pour le micro-positionnement déterministe de particules sur différents sites de piégeages. Nous pensons qu'en utilisant deux sources d'excitations et un multiplexeur optique, nous pourrions contrôler précisément le positionnement des particules entre les cavités en équilibrant les intensités d'excitation des résonances.

Il est apparemment possible de mesurer la différence de forces appliquées sur une particule entre les deux cavités. Cette différence entre les deux cavités nous laisse envisager d'éventuelles mesures de forces sur des cellules préalablement fonctionnalisées sur les cavités.

5.4 Contrôle optique de la rotation d'un assemblage

5.4.1 Propriétés optiques des cavités couplées

Une autre approche pour le micro-positionnement des particules repose sur l'utilisation d'interférences multiples entre plusieurs cavités couplées. Avec un grand nombre de cavités il devient possible d'allumer ou d'éteindre certains groupes de cavités [107]. Prenons par exemple le cas de trois cavités couplées à travers des gaps d'indice faible de 100 nm de largeur comme le montre la figure 5.13.

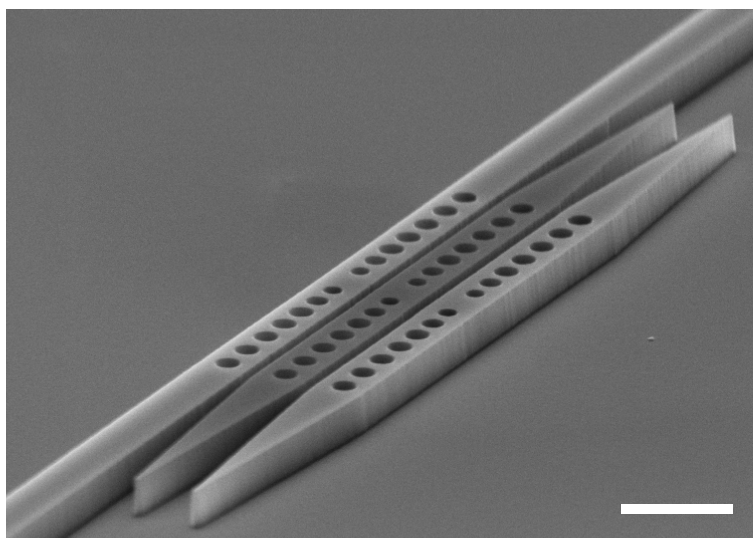


FIGURE 5.13 – Cliché MEB avec un angle de 70° des trois cavités couplées latéralement. Les miroirs sont composés d'une partie périodique à trois trous, du côté extérieur de la cavité et d'une partie adaptative à quatre trous du côté intérieur de la cavité. Les deux miroirs de chaque cavité sont séparés par une longueur sans trous de 364 nm . Barre d'échelle $1\text{ }\mu\text{m}$

Les spectres de transmission du système couplé sont montrés à la Fig. 5.14 (a). La structure couplée présente trois pics de résonance dans l'air et dans la solution de particules de polystyrène de $1\text{ }\mu\text{m}$ de diamètre. Les résultats expérimentaux sont en accord avec les spectres de transmissions calculés numériquement, Fig. 5.14 (b).

Les trois pics de résonances dans l'air des cavités possèdent chacune des facteurs de qualité $Q_{1air} \simeq 5000$, $Q_{2air} \simeq 5700$ et $Q_{3air} \simeq 5000$ pour respectivement les longueurs d'onde de résonance $\lambda_{1air} = 1514,27\text{ nm}$, $\lambda_{2air} = 1522,65\text{ nm}$ et $\lambda_{3air} = 1529,33\text{ nm}$. Les trois résonances correspondent à trois distributions différentes de l'intensité du champ électrique, Fig. 5.15.

La longueur d'onde de résonance λ_{3air} exploite une répartition du champ dans la cavité du centre de la structure, Fig. 5.15 (a). La longueur d'onde de résonance λ_{2air} quant à elle, répartit le champ dans les deux cavités extérieures de la structure, Fig. 5.15 (b). Enfin, la longueur d'onde de résonance λ_{1air} illumine toutes les cavités, Fig. 5.15 (c).

En présence de la solution colloïdale nous avons seulement accès aux deux modes

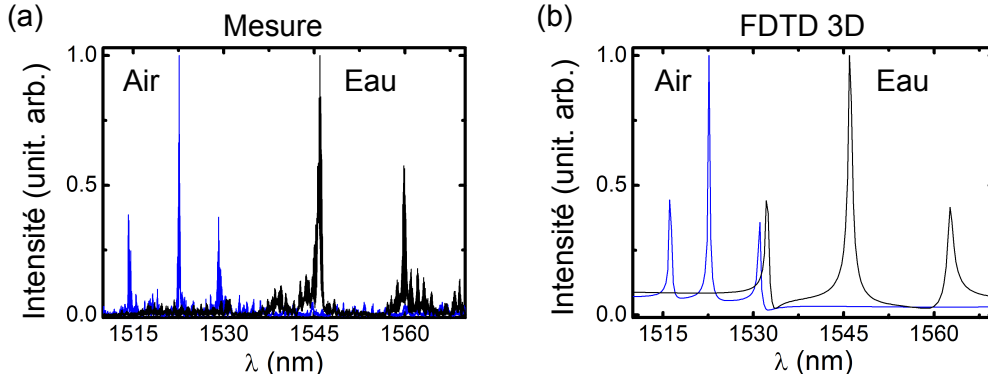


FIGURE 5.14 – Spectres de la structure couplée latéralement dans l'air et dans la solution de particules. (a) Spectres obtenus expérimentalement dans l'air (bleu) et dans la solution colloïdale (noir). (b) Simulations numériques en FDTD 3D correspondant aux spectres de transmissions dans l'air et dans la solution colloïdale.

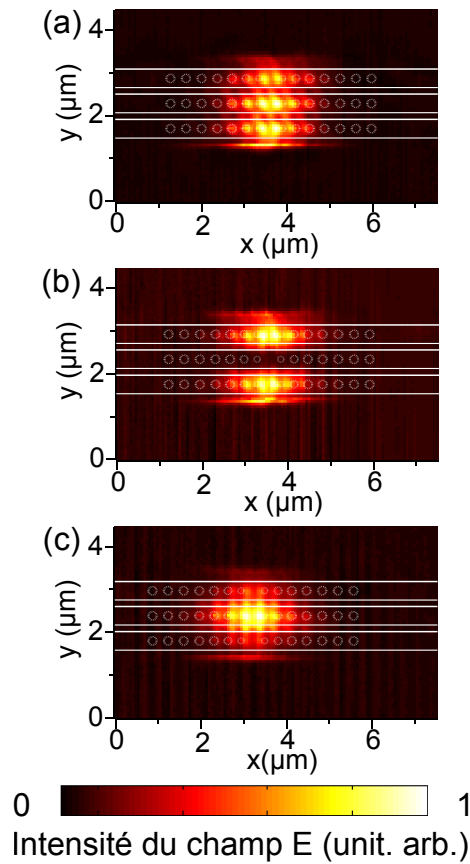


FIGURE 5.15 – Observations en microscopie en champ proche SNOM des trois cavités latéralement couplées. (a) Distribution expérimentale de l'intensité du champ électrique à la longueur d'onde de résonance λ_{1air} , (b) et (c) respectivement pour les longueurs d'onde de résonance λ_{2air} et λ_{3air} .

résonants aux plus hautes longueurs d'onde $\lambda_2 = 1545,80 \text{ nm}$ et $\lambda_3 = 1559,93 \text{ nm}$ de facteur de qualité respectif $Q_2 \simeq 2000$ et $Q_3 \simeq 1400$.

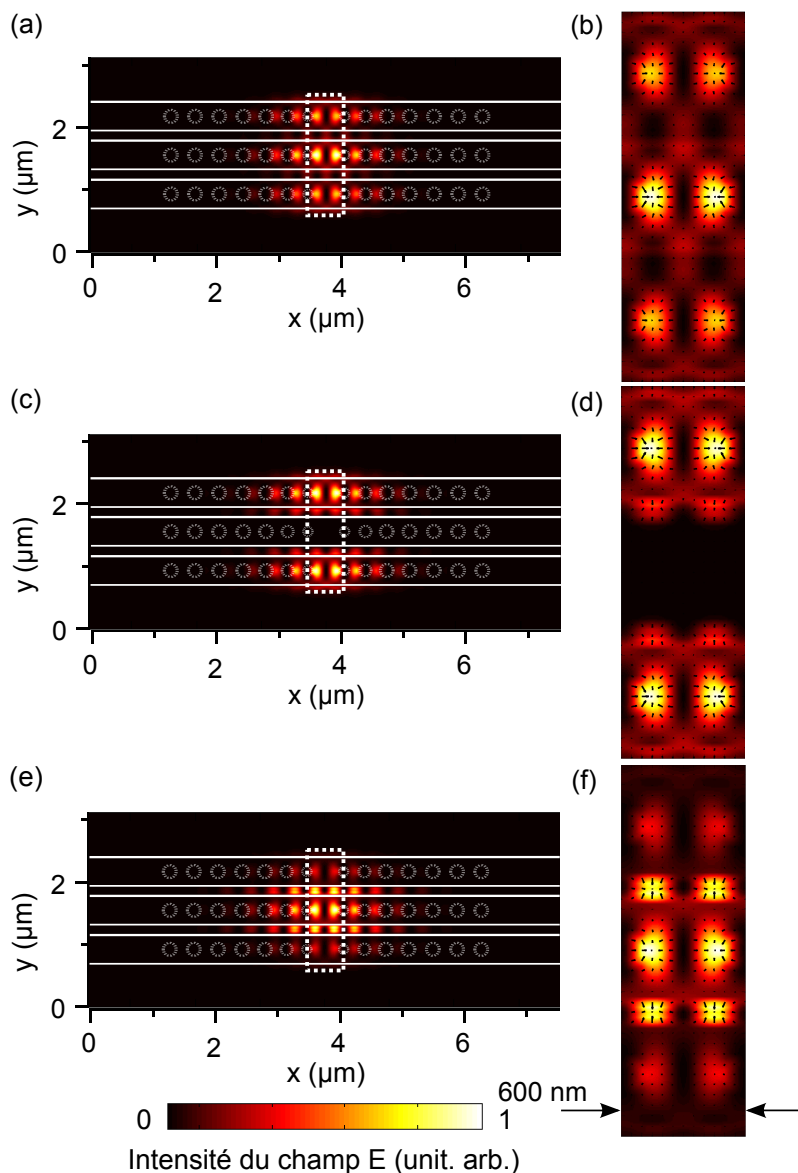


FIGURE 5.16 – Simulations numériques des distributions de l'intensité du champ électrique pour les trois cavités couplées latéralement avec le gradient du champ. (a), (c) et (e) Calculs FDTD 3D dans l'eau des distributions de l'intensité du champ électrique des modes résonants aux longueurs d'onde λ_1 , λ_2 et λ_3 . (b), (d) et (f) Zoom sur le champ au centre de la structure, zone entourée de pointillés dans (a), (c) et (e) avec en surimpression le champ de gradient (flèches noires).

5.4.2 Mise en évidence de la rotation d'un assemblage

Nous avons débuté les expériences de piégeage sur cette structure avec l'intention d'observer la manifestation sur une ou plusieurs particules du changement de longueur d'onde de résonance. Nous avons observé le piégeage de particules sur les deux modes optiques atteignables dans l'eau. Le changement de la longueur d'onde de résonance pour trois particules piégées permet de réorienter le triangle et le nombre de particules peut même diminuer au cours d'un changement de longueur d'onde. Cependant l'objet le plus intéressant et qui exploite pleinement la complémentarité

5. Pinces optiques à base de cavités couplées

des deux modes à λ_2 et λ_3 est un assemblage de deux particules de polystyrène. Les expériences qui suivent ont donc été réalisées avec un dimère de particules assemblées optiquement.

Les expériences avec le dimère sont menées pour λ_2 et λ_3 avec le même niveau de puissance en sortie d'amplificateur, 200 mW. La puissance crête évaluée en sortie des résonateurs est de 6 μW .

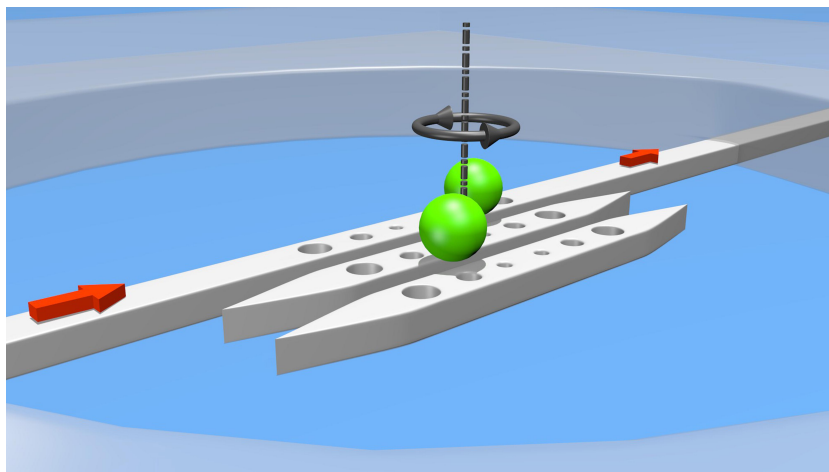


FIGURE 5.17 – Vue d'artiste des trois cavités couplées latéralement intégrée dans une cellule fluïdique. Un dimère formé de deux microsphères de polystyrène est piégé par les cavités couplées.

Dans la figure 5.18 (a), le dimère est piégé et reste sur la cavité centrale, il est aligné selon sa longueur sur le mode à λ_3 . L'orientation du dimère est ensuite changée lorsque la longueur d'onde est modifiée en l'ajustant sur λ_2 . Le dimère tourne dans le sens anti-horaire de $\pi/2$. Ensuite, nous fixons la longueur d'onde du laser sur λ_3 et le dimère tourne à nouveau de $\pi/2$ dans le sens anti-horaire. De manière plus détaillée nous avons tiré des observations expérimentales une vitesse de rotation angulaire pendant les deux phases de rotation successives de $\pi/2$. De λ_3 à λ_2 , $\omega_{3-2} = 0,84 \text{ rad.s}^{-1}$ et pour la rotation de λ_2 à λ_3 $\omega_{2-3} = 1,39 \text{ rad.s}^{-1}$. La différence de vitesse angulaire vient de la différence de couple associé à chacun des deux pièges optiques.

Dans la partie (b) de la figure 5.18, nous piègeons un dimère sur le mode de longueur d'onde plus courte λ_2 . Le dimère est aligné perpendiculairement à l'axe des cavités et il est confiné au milieu des cavités extérieures. Lorsque nous changeons la longueur d'onde pour λ_3 , le dimère effectue une rotation de $\pi/2$ dans le sens horaire et se stabilise sur la cavité centrale aligné avec l'axe des cavités. Ensuite, nous procédons à un autre changement de mode résonant vers λ_2 et le dimère tourne dans le sens anti-horaire pour retrouver sa position de départ, aligné perpendiculairement par rapport à l'axe des cavités et centré sur la structure. En analysant l'angle balayé aux instants de l'expérience nous estimons des vitesses angulaires pour la phase λ_2 à λ_3 , $\omega_{2-3} = 0,84 \text{ rad.s}^{-1}$ et pour la rotation de λ_3 à λ_2 de $\omega_{3-2} = 0,72 \text{ rad.s}^{-1}$.

Pendant les prises de vues, la caméra enregistre un faible nombre d'images par seconde ($\sim 20 \text{ ips}$ dans cette expérience) il est donc difficile de donner une bonne

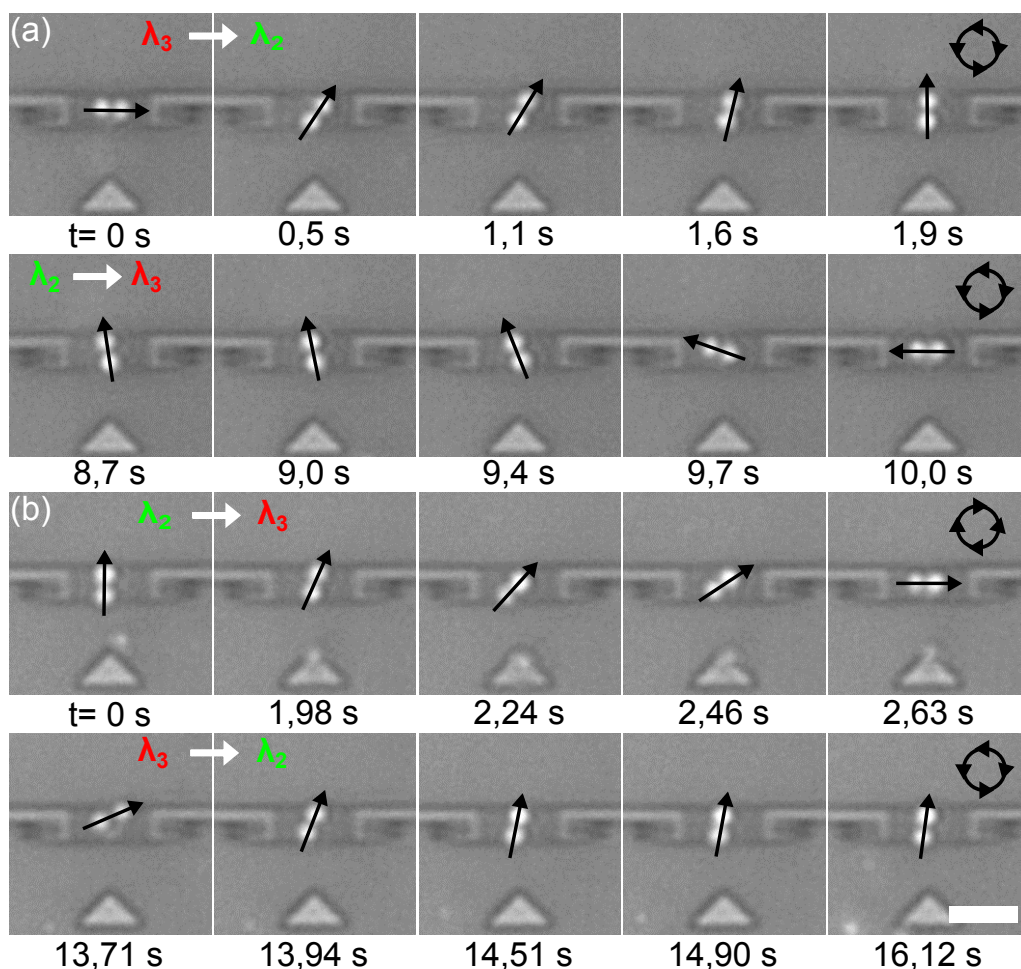


FIGURE 5.18 – Contrôle de l'orientation d'un dimère de particules piégées avec trois cavités couplées. (a-b) Images de microscopie montrant l'orientation d'un dimère déclenchée par les transitions entre modes résonants λ_2 et λ_3 à différents instants de l'expérience. Barre d'échelle $5 \mu\text{m}$.

estimation de l'accélération des particules. Nous faisons l'hypothèse que la vitesse angulaire des particules pendant les phases de rotation est constante. Nous pouvons ainsi calculer la force hydrodynamique de traînée qui agit sur les particules. Le calcul de cette force nous donne accès aux différences de forces optiques qui agissent sur les particules entre les deux modes de résonance. Les valeurs sont rassemblées dans le tableau 5.2. Ces valeurs de forces sont évidemment très faibles. Elles ne correspondent pas aux intensités des forces de piégeage mais bien à une différence de forces agissant sur les particules entre les deux pinces optiques [140].

Nous observons une différence dans les valeurs des vitesses angulaires pour les phases de mêmes changements de longueurs d'onde de résonance. Le changement de mode de résonance entre λ_2 et λ_3 porte un moment angulaire. Il est possible que lors du passage de λ_2 vers λ_3 que le moment angulaire généré soit différent du moment angulaire créé lors du passage de λ_3 vers λ_2 .

Cependant, la limitation principale provient du temps de commutation entre les deux longueurs d'onde de résonance. Pour ces expériences nous avons changé la longueur

Phase de rotation	Vitesse ($rad.s^{-1}$)	ΔFO_{rot} (fN)
ω_{2-3}	1,39	26,2
ω_{2-3}	0,84	15,8
ω_{3-2}	0,84	15,8
ω_{3-2}	0,72	13,5

Tableau 5.2 – Vitesses angulaires du dimère, et variation des forces optiques associées.

d'onde d'excitation grâce à notre programme de commande (cf. Chapitre 2, Fig. 2.18) ce qui nous permet d'entraîner en rotation le dimère par pas successif de 90° . À l'aide de deux sources connectées à un multiplexeur optique nous pourrions changer rapidement d'une longueur d'onde à l'autre sans avoir l'inconvénient d'attendre que le laser accordable se positionne sur λ_2 puis λ_3 . Une architecture d'excitation à deux sources nous permettra de contrôler précisément l'orientation du dimère en ajustant les intensités de chacune des longueurs d'onde de résonance.

5.5 Conclusion

Nous avons montré qu'il est possible d'utiliser le couplage des cavités en silicium sur puce optofluidique pour créer des assemblées de pièges optiques avec des distributions de forces optiques prédéfinies et commandables individuellement en se positionnant sur une des longueurs d'onde de résonance. Des fonctionnalités différentes telles que le piégeage, la détection ou le comptage, la translation et même la rotation de particules sont construites à partir des différentes géométries de couplage entre les cavités. Par rapport aux pincés optiques intégrés sur puce silicium [144, 145], le couplage en champ proche, entre les cavités, permet d'obtenir plusieurs formes de pincés optiques sur une même structure et restant indépendantes de par les longueurs d'onde de résonance.

En dépit du petit nombre de cavités utilisées dans ce travail, le couplage des cavités permet de concevoir des fonctions optofluidiques très différentes et toutes basées sur les forces de gradient optique. Pour aller plus loin dans l'ingénierie des forces optiques sur puce, il faut augmenter le nombre de cavités et aller vers des assemblées complexes de cavités couplées regroupant plusieurs types de couplages et de ce fait servant à la fois au piégeage et à la manipulation des particules à plus grande échelle. Dans le même temps, l'utilisation de plusieurs sources lasers accordables connectées à un multiplexeur optique permettrait de manipuler les particules en utilisant tout le potentiel des structures couplées. Il est alors envisageable d'exciter plusieurs longueurs d'ondes de résonances dans un système de cavités couplées et par l'ajustement des intensités d'excitation des modes optiques de créer des couplages entre modes et les utiliser pour manipuler plus finement les particules.

Enfin, les preuves de principe expérimentales reportées ici ont été menées à l'aide de particules sphériques de polystyrène en solution aqueuse purement diélectriques. Les interactions entre un champ électromagnétique et des objets micro ou nanométriques

dépendent bien sûr de la distribution du champ mais aussi des dimensions des objets et de leurs géométries et aussi leurs constantes magnétiques et/ou diélectriques.

6

Assemblage et auto-organisation des particules

Sommaire

6.1	Assemblage de particules avec une cavité	93
6.2	Assemblage de particules avec les cavités couplées	94
6.3	Analyse et discussion des assemblages	96

Tout au long de ce manuscrit nous avons étudié le piégeage des particules sur des cavités et des caviés couplées. Nous avons remarqué que les particules de $1 \mu m$ de diamètre de polystyrène ont une tendance à s'agencer dans les différents pièges optiques selon des structures géométriques stables. Dans ce chapitre nous avons rassemblé l'ensemble des conformations stables de particules observées sur les différentes cavités, cavité seule courte, cavité seule longue, deux cavités couplées en ligne et deux cavités couplées latéralement.

6.1 Assemblage de particules avec une cavité

Nous avons présenté dans le chapitre 4 les conformations de particules de $1 \mu m$ de diamètre au-dessus d'une cavité seule de $L_{cav} = 1020 nm$ dite longue. Nous avons aussi étudié le piégeage des particules à l'aide d'une cavité dite courte de $L_{cav} = 364 nm$. Au cours des expériences nous avons remarqué que les particules s'auto-organisent aussi au-dessus de la cavité comme avec une cavité longue. Les mesures ont été menées pour $50 mW$ à l'entrée du montage. Nous avons répertorié les différentes conformations stables de particules dans la Fig. 6.1.

Les 8 conformations stables de particules observées comportent 1 à 5 particules au-dessus de la cavité. Les particules sont ordonnées et suivent des structures géométriques simples comme les assemblages observés sur la cavité longue (cf. Chap. 4). Les conformations de particules suivent des lignes horizontales ou verticales de 2 particules. A partir de 3 particules nous observons des triangles selon différentes orientations. Pour 4 particules nous suivons la formation d'un losange et nous avons

pu observer deux orientations. Le plus gros assemblage est observé avec 5 particules et décrit un trapèze.

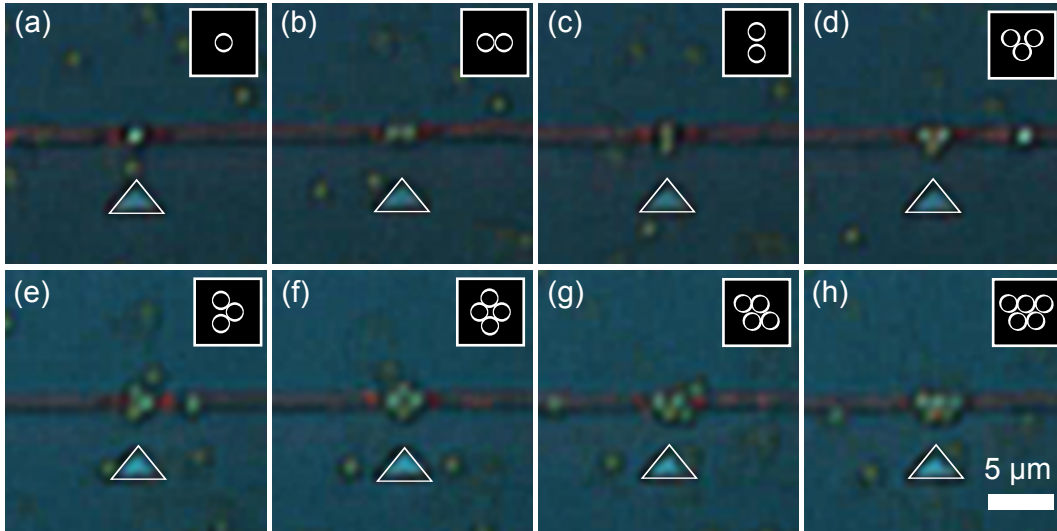


FIGURE 6.1 – Images en fluorescence mixte des conformations de particules de polystyrène de $1 \mu\text{m}$ de diamètre. (a) Avec 1 particule, (b) et (c) pour 2 particules, (d), (e) pour 3 particules, (f) et (g) avec 4 particules et (h) pour 5 particules. Barre d'échelle $5 \mu\text{m}$.

6.2 Assemblage de particules avec les cavités couplées

Tout au long des expériences de piégeage de particules à l'aide de la structure à deux cavités couplées latéralement (cf. Fig. 5.2) nous avons recensé des conformations de particules assemblées au-dessus des cavités. Les conformations de particules sont observées pour le mode à λ_1 et à λ_2 . Toutefois nous remarquons des différences dans le nombre de particules piégées au-dessus des cavités pour chacun des modes.

Les 20 conformations stables de particules observées sur les deux modes sont rassemblées dans la figure 6.2. Dans les assemblages nous pouvons compter 1 à 10 particules. Les assemblages sont rangés dans la figure en fonction du mode à λ_1 ou à λ_2 qu'ils occupent.

On remarque que pour le mode résonant à λ_1 le nombre de particules maximum est 6 contre 10 pour le mode à λ_2 . Les mêmes conformations sont observées jusqu'à 4 particules au-dessus des cavités quel que soit le mode de résonance (Fig. 6.2, H1 – 4 et B1 – 4). A partir de 5 particules les conformations observées sur les deux modes optiques sont différentes. Sur le mode à λ_1 le plus grand assemblage observé est un rectangle formé avec 6 particules (B6). Sur le mode à λ_2 les conformations de particules suivent toujours des structures géométriques simples mais plus importantes que celle observées dans le cas du mode à λ_1 . Nous observons des pentagones à 6 et 8 particules (H6 et H8) et des triangles à 6 et 10 particules (H6' et H10') mais aussi une organisation à partir d'hexagones à 7 et 10 particules (H7 H10). Et enfin, des assemblages de transition entre l'hexagone à 7 et à 10 particules (H9).

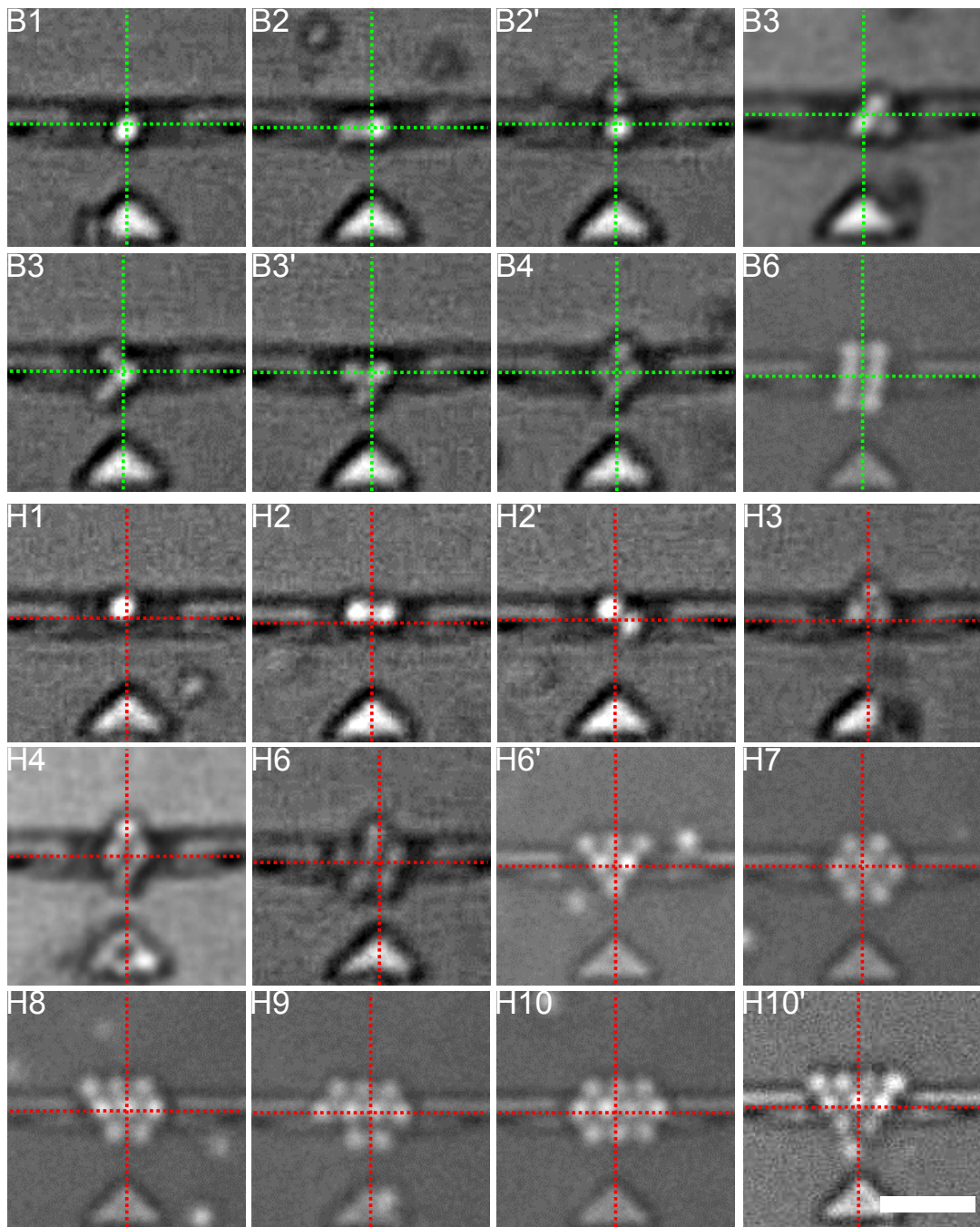


FIGURE 6.2 – Images en fluorescence mixte des conformations de particules de polystyrène de $1 \mu\text{m}$ de diamètre. Les lettres B et H correspondent respectivement aux longueurs d'onde de résonance λ_1 et λ_2 . Barre d'échelle $5 \mu\text{m}$.

Pour l'assemblage H10 à λ_2 , l'ensemble des deux cavités est recouvert par les particules. La particule la plus éloignée se situe à $2 \mu\text{m}$ du centre de la structure.

Tout au long de nos expériences de piégeage nous avons noté que différents assemblages de particules se produisent sur les modes optiques des cavités simples et des structures couplées. Un point commun entre toutes les structures est qu'on observe différentes orientations de l'assemblage en triangle à trois particules dans tous les cas. Différentes orientations et/ou positions stables de cet assemblage existent sur

les différents modes. Pour une même longueur d'onde différentes positions d'équilibre entre le mode optique et les particules sont disponibles et ces positions sont reliées par le mouvement aléatoire des particules dans le piège. En changeant la longueur d'onde dans le cas des cavités couplées, un assemblage pourra alors changer de position et/ou d'orientation ce qui est observé dans le chapitre précédent.

Il est difficile de faire un lien direct entre les caractéristiques des assemblages et la distribution du champ des modes de cavités. Il a donc semblé intéressant de synthétiser les résultats dans le paragraphe suivant.

6.3 Analyse et discussion des assemblages

Le tableau 6.1 rassemble les différentes grandeurs relatives aux différents assemblages sur les différentes structures optiques que nous avons étudiées dans ce manuscrit :

- le nombre maximum de particules dans l'assemblage N
- la surface de l'assemblage S
- la surface géométrique de la cavité S_g
- la surface S_{I_{max}/e^2} du mode optique pour I_{max}/e^2
- le rapport α_1 des surfaces S et S_g
- le rapport α_2 des surfaces S et S_{I_{max}/e^2}

La surface S est la surface des assemblages de particules. Cette dernière est obtenue en considérant le nombre de particules dans l'assemblage et en le multipliant par l'aire d'un disque du même diamètre qu'une particule.

La surface géométrique S_g est choisie de manière arbitraire pour toutes les cavités de la manière suivante. La longueur des cavités est prise entre le bord extérieur du dernier trou de chaque miroir. La largeur est celle du guide d'onde pour les cavités simples ou couplées en lignes. Pour obtenir la surface géométrique pour les deux cavités couplées latéralement on prend dans le cas du mode à λ_1 deux fois la largeur d'une des deux cavités et pour le mode à λ_2 on prend deux fois la surface d'une des deux cavités et on ajoute le gap entre les deux cavités. La surface géométrique ne tient pas compte de l'extension évanescence du champ électrique.

La surface S_{I_{max}/e^2} est la surface associée au mode optique avec comme limite la valeur maximum de l'intensité du champ électrique divisée par e^2 . Cette surface prend en compte la diminution progressive de l'intensité du champ électrique lorsqu'on s'éloigne du centre de la cavité. Cette surface est évaluée à partir des distributions d'intensité du champ électrique calculées par *FDTD 3D* dans l'eau.



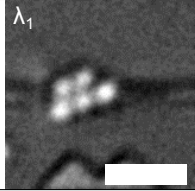
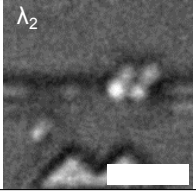
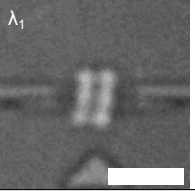
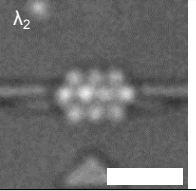
	1 cavité $L_{cav} = 364 \text{ nm}$	1 cavité $L_{cav} = 1020 \text{ nm}$	2 cavités couplées en longueur $L_{cav} = 364 \text{ nm}$		2 cavités couplées latéralement $L_{cav} = 364 \text{ nm}$	
Assemblage maximum (barres d'échelles $5 \mu\text{m}$)						
Nombre maximum de particules observées	5	7	5	4	6	10
Surface de l'assemblage S (μm^2)	3,92	5,49	3,92	3,14	4,71	7,85
Surface géométrique S_g (μm^2)	2,40	3,25	2,70		4,80	5,76
Surface du mode S_{I_{max}/e^2} (μm^2)	0,66	1,25	0,84	0,76	1,06	1,27
$\alpha_1 = S/S_g$	1,63	1,68	1,45	1,16	0,98	1,36
$\alpha_2 = S/S_{I_{max}/e^2}$	5,93	4,39	4,66	4,31	4,44	6,18

Tableau 6.1 – Paramètres des assemblages de particules maximum observées sur les cavités étudiées. N nombre maximum de particules. S surface de l'assemblage. S_g surface de la cavité. S_{I_{max}/e^2} surface du mode optique à I_{max}/e^2 .

Nous avons rassemblé dans le tableau 6.1 les conformations stables avec le plus grand nombre de particules observées pendant les expériences de piégeage afin de trouver une relation entre les assemblages et les modes optiques des cavités. Les assemblages à 10 particules sur les deux cavités couplées latéralement et à 7 particules sur la cavité longue sont les conformations stables les plus volumineuses observées. Sur les autres modes optiques nous observons des assemblages de particules plus réduits.

On peut noter que α_1 , qui est le ratio entre la surface des particules sur la surface géométrique varie de 0,98 à 1,68, alors que α_2 varie de 4,31 à 6,18. Cette variation est faible (moins de 20 % par rapport à la moyenne pour des cavités très différentes).

Chose remarquable l'extension des particules est supérieure à la surface géométrique mais plusieurs fois plus grande que l'extension du mode à I_{max}/e^2 . Pourrait on expliquer ce phénomène comme l'ont fait Burns *et al.* qui considère des forces de liaison optique (*Optical binding*) [146, 147] ?

D'autre part nous ne pouvons affirmer que pour les conformations possibles, la distribution maximale réelle est bien celle que nous avons observée. Ceci voudrait dire que le coefficient α_2 pourrait être plus élevé. D'autres mesures statistiques seraient donc nécessaires. Enfin α_2 varie peu et des études complémentaires pourraient peut être quantifier une éventuelle relation entre S et S_{I_{max}/e^2} .

Conclusion générale

Durant mon travail de thèse j'ai étudié l'interaction entre des particules diélectriques et des cavités photoniques en SOI. Pour accomplir cette mission j'ai fait évoluer les outils expérimentaux mis à ma disposition. J'ai conçu des structures photoniques en SOI sur puces et j'ai été acteur de leurs fabrications. Pour accueillir l'eau ou les différentes suspensions colloïdales, nous avons réalisé des cellules fluidiques qui nous permettent d'étudier les cavités. Les premières expériences permettent d'analyser les cavités immergées afin d'en connaître leur propriétés optiques (longueur d'onde de résonance, facteur de qualité, décalage spectral, seuil de non linéarité).

Nous avons mis en évidence le piégeage de microsphères diélectriques sur une cavité photonique. En effet, nous pouvons piéger des particules de polystyrène de 500 nm , $1\text{ }\mu\text{m}$ et $2\text{ }\mu\text{m}$ de diamètre au-dessus de cavités. Au cours de ces expériences j'ai qualifié le piégeage de particules en fonction de différents paramètres comme la position de piégeage de la particule et la distance d'interaction de la particule avec la cavité. Après, nous avons montré qu'il existe une relation entre la puissance injectée dans le système et la distance d'interaction de la particule avec la cavité nous avons pris en compte le fonctionnement linéaire et non linéaire de la cavité. Le signal transmis par la cavité permet également d'avoir une information sur le piégeage en temps réel, car lorsque la particule arrive dans le champ proche de la cavité elle modifie sa résonance. Enfin, nous avons montré que les particules de $1\text{ }\mu\text{m}$ de diamètre s'organisent dans le champ proche des cavités selon des conformations géométriques stables.

Ensuite nous avons étudié des structures à base de cavités couplées. Le couplage des cavités permet de générer plusieurs distributions de champ électromagnétique à partir d'une même structure. Ces différentes distributions de champ sont commandées par leur longueur d'onde de résonance associée. Différentes formes de pièges optiques sont ainsi présentes au même endroit. Notre étude débute par deux cavités couplées par onde évanescente à travers une tranchée. A l'aide du signal transmis on peut détecter le piégeage des particules mais aussi remarquer les mouvements de faibles amplitudes des particules piégées. L'étude sur les cavités couplées a porté ensuite sur les cavités couplées en ligne. Les cavités couplées ont 2 modes de résonances, en changeant la longueur d'onde de résonance d'un mode à l'autre, nous avons pu montrer un déplacement contrôlé des particules piégées. Nous avons poursuivi cette étude avec des systèmes de cavités plus complexes et nous avons montré qu'il était possible de contrôler la rotation d'un dimère en jouant sur les résonances des modes de cavité. Toutes ces fonctions pourraient faire partie d'une même structure créant

ainsi un outil de diagnostic et d'analyse sur puce pour les sciences du vivant, cependant certaines études sont encore nécessaires.

La suite de ce travail a déjà pris forme et j'ai eu la chance d'y participer. En effet Christophe Pin a commencé sa thèse fin de l'année 2012 ce qui m'a permis de le guider dans ses premières études. Une des voies choisies pour sa thèse est la conception d'une circuiterie fluïdique avec laquelle on alimente la cellule fluïdique avec des flux de particules. Cela va nous permettre de quantifier la force optique qui agit sur les particules dans le fluide en mouvement. Une autre voie choisie par Christophe est l'analyse fine du signal transmis par une ou plusieurs cavités. Cette analyse peut nous donner des informations sur le coefficient de raideur du piège ou encore sur les caractéristiques du mouvement des particules au sein du piège. Les particules piégées, de différent diamètre, donnent des signatures différentes qui permettront de les différencier.

Pour s'affranchir des problèmes pratiques liés aux couplages par la tranche de l'échantillon, il faudrait insérer des réseaux de couplage sur la puce pour l'injection et la collection du signal optique. Ceci permettra d'injecter le signal dans plusieurs structures à la fois et d'avoir un taux de couplage plus important et de ce fait être moins dépendant d'un amplificateur Er. L'autre aspect des réseaux de couplage est qu'ils permettraient d'intégrer réellement les fibres optiques d'injections et de collections sur la puce afin de réaliser un *lab-on-a-chip*.

Pour aller vers les laboratoires sur puces, il est crucial de pouvoir répondre à certaines questions. Si on veut pouvoir manipuler des objets du vivant il faut pouvoir connaître et maîtriser l'élévation de température dans le piège optique. Un autre aspect technique est la pression exercée par le fluide sur les particules dans les capillaires d'une circuiterie fluïdique. Il faudrait aller vers les biologistes pour connaître exactement leurs besoins en terme de fonctions de manipulations et les contraintes liées aux objets à manipuler. L'ultime étape consisterait à matricer $N \times M$ les cavités photoniques pour former des pièges optiques de la taille des objets biologiques.

Une autre voie envisageable pour les cavités est de leur adjoindre une nanoantenne plasmonique. La cavité serait conçue pour résonner en présence de la nanoantenne et la nanoantenne serait excitée par la résonance de la cavité. Ainsi on crée une localisation du champ électromagnétique qui est adéquate pour le piégeage de petits objets ($\sim 10 \text{ nm}$) et une fois calibré, le système ne nécessite pas qu'on visualise l'objet puisque le signal transmis par la cavité peut nous apporter les informations que l'on recherche.

Bibliographie

- [1] L. Euler. Mémoire de l'académie des sciences de Berlin E103. Technical report, Académie Royale des Sciences et des Belles-Lettres de Berlin, Berlin, 1746. (Cité en page 1.)
- [2] J. C. Maxwell. On action at a distance. *Proceedings of Royal Institution of Great Britain*, VII:48–49. (Cité en pages 1 et 6.)
- [3] J. C. Maxwell. *A treatise On Electricity and Magnetism*. Clarendon Press, Oxford, vol. 2 edition, 1873. (Cité en pages 1 et 6.)
- [4] W. Crookes. On Attraction and Repulsion Resulting from Radiation. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, 164(January):501–527, January 1874. (Cité en page 1.)
- [5] P. N. Lebedev. "Experimental examination of light pressure" Translated from Russian by V. Soloviev. *Annalen der Physik*, 6:433–459, 1901. (Cité en page 1.)
- [6] G. F. Nichols, E. E. & Hull. The pressure due to radiation. *Physical Review*, 26(91):104, 1903. (Cité en page 1.)
- [7] A. Ashkin. Optical trapping and manipulation of neutral particles. *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, 94(May):4853–4860, 1997. (Cité en page 3.)
- [8] C. Coirault, J.-C. Pourny, F. Lambert, and Y. Lecarpentier. Les pinces optiques en biologie et en médecine. *médecine/sciences*, 19(3):364–367, 2003. (Cité en pages 3 et 5.)
- [9] K. C. Neuman and S. M. Block. Optical trapping. *Review of scientific instruments*, 75(9):2787–809, September 2004. (Cité en pages 3, 7 et 26.)
- [10] H. A. Pohl. The Motion and Precipitation of Suspensoids in Divergent Electric Fields. *Journal of Applied Physics*, 22(7):869, 1951. (Cité en page 4.)
- [11] B. M. Taff and J. Voldman. A scalable addressable positive-dielectrophoretic cell-sorting array. *Analytical chemistry*, 77(24):7976–83, December 2005. (Cité en page 4.)
- [12] T. Honegger and D. Peyrade. Moving pulsed dielectrophoresis. *Lab on a chip*, 13(8):1538–1545, February 2013. (Cité en page 4.)
- [13] E. B. Cummings and A. K. Singh. Dielectrophoresis in microchips containing arrays of insulating posts: theoretical and experimental results. *Analytical chemistry*, 75(18):4724–31, September 2003. (Cité en page 4.)

- [14] T. Honegger, K. Berton, E. Picard, and D. Peyrade. Determination of Clausius-Mossotti factors and surface capacitances for colloidal particles. *Applied Physics Letters*, 98(18):181906, 2011. (Cité en page 4.)
- [15] F. H. C. Crick and A. F. W. Hughes. The physical properties of cytoplasm. A study by means of magnetic particle method. *Experimental Cell Research*, 1(1):37–80, 1950. (Cité en page 4.)
- [16] T. R. Strick, J.-F. Allemand, D. Bensimon, A. Bensimon, and V. Croquette. The elasticity of a single supercoiled DNA molecule. *Science (New York, N.Y.)*, 271(March):1835–1837, 1997. (Cité en page 5.)
- [17] M. A. M. Gijs. Magnetic bead handling on-chip: new opportunities for analytical applications. *Microfluidics and Nanofluidics*, 1(1):22–40, October 2004. (Cité en page 5.)
- [18] A. Winkleman, K. L. Gudiksen, D. Ryan, G. M. Whitesides, D. Greenfield, and M. Prentiss. A magnetic trap for living cells suspended in a paramagnetic buffer. *Applied Physics Letters*, 85(12):2411, 2004. (Cité en page 5.)
- [19] A. Ashkin, J. M. Dziedzic, J. E. Bjorkholm, and S. Chu. Observation of a single-beam gradient-force optical trap for dielectric particles in air. *Optics letters*, 11(5):288–290, June 1986. (Cité en pages 5, 8 et 19.)
- [20] K. Svoboda and S. M. Block. Optical trapping of metallic Rayleigh particles. *Optics letters*, 19(13):930–2, July 1994. (Cité en page 5.)
- [21] P. J. Reece, W. J. Toe, F. Wang, S. Paiman, Q. Gao, H. H. Tan, and C. Jagadish. Characterization of semiconductor nanowires using optical tweezers. *Nano letters*, 11(6):2375–81, June 2011. (Cité en page 5.)
- [22] M. Planck. Ueber das Gesetz der Energieverteilung im Normalspectrum. *Annalen der Physik*, IV(4):553–563, 1900. (Cité en page 6.)
- [23] A. Einstein. On a Heuristic Point of View about the Creation and Conversion of Light, translated from German by Haar, T. *Annalen der Physik*, 17(6):132–148, 1905. (Cité en page 6.)
- [24] A. Ashkin. Forces of a single-beam gradient laser trap on a dielectric sphere in the ray optics regime. *Biophysical Journal*, 61(2):569–582, February 1992. (Cité en pages 6 et 7.)
- [25] A. Ashkin. Small-Neutral Particle, Atoms and Molecules. *IEEE Journal on selected topics in quantum electronics*, 6(6):841–856, 2000. (Cité en pages 6 et 7.)
- [26] J. Rohner. *Light structuring for massively parallel optical trapping*. PhD thesis, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, 2007. (Cité en page 7.)
- [27] D. C. Appleyard, K. Y. Vandermeulen, H. Lee, and M. J. Lang. Optical trapping for undergraduates. *American Journal of Physics*, 75(1):5, 2007. (Cité en page 7.)
- [28] F. Desvignes. Radiométrie photométrique. *Techniques de l'ingénieur*, R6(410):1–19, 1992. (Cité en page 8.)

-
- [29] A. Ashkin. Acceleration and trapping of particles by radiation pressure. *Physical Review Letters*, 24(4):156–159, 1970. (Cité en page 8.)
- [30] A. Ashkin and J. M. Dziedzic. Optical Levitation by Radiation Pressure. *Applied Physics Letters*, 19(8):283–285, 1971. (Cité en page 8.)
- [31] A. Ashkin. Trapping of atoms by resonance radiation. *Physical Review Letters*, 40(12):729–732, 1978. (Cité en page 8.)
- [32] D. G. Grier. A revolution in optical manipulation. *Nature*, 424(6950):810–6, August 2003. (Cité en pages 8 et 10.)
- [33] A. Ashkin and J. M. Dziedzic. Optical trapping and manipulation of viruses and bacteria. *Science (New York, N.Y.)*, 235(4795):1517–20, March 1987. (Cité en page 8.)
- [34] A. Ashkin, J. M. Dziedzic, and T. Yamane. Optical trapping and manipulation of single cells using infrared laser beams. *Nature*, 330:769–771, 1987. (Cité en page 8.)
- [35] M. H. Anderson, J. R. Ensher, M. R. Matthews, C. E. Wieman, and E. A. Cornell. Observation of bose-einstein condensation in a dilute atomic vapor. *Science (New York, N.Y.)*, 269(5221):198–201, July 1995. (Cité en pages 9 et 26.)
- [36] H. Misawa, K. Sasaki, M. Koshioka, N. Kitamura, and H. Masuhara. Multibeam laser manipulation and fixation of microparticles. *Applied Physics Letters*, 60(3):310, 1992. (Cité en page 9.)
- [37] E. R. Dufresne and D. G. Grier. Optical tweezer arrays and optical substrates created with diffractive optics. *Review of Scientific Instruments*, 69(5):1974, 1998. (Cité en page 9.)
- [38] J. E. Curtis, B. A. Koss, and D. G. Grier. Dynamic holographic optical tweezers. *Optics Communications*, 207(June):169–175, 2002. (Cité en page 10.)
- [39] A. Jesacher, S. Fürhapter, S. Bernet, and M. Ritsch-Marte. Size selective trapping with optical "cogwheel" tweezers. *Optics express*, 12(17):4129–35, August 2004. (Cité en page 10.)
- [40] T. Cizmar, V. Garces-Chavez, K. Dholakia, and P. Zemanek. Optical conveyor belt for delivery of submicron objects. *Applied Physics Letters*, 86(17):174101, 2005. (Cité en pages 10 et 11.)
- [41] O. Brzobohaty, V. Karasek, L. Chvatal, T. Cizmar, and P. Zemanek. Experimental demonstration of optical transport, sorting and self-arrangement using a 'tractor beam'. *Nature Photonics*, (January):1–5, 2013. (Cité en page 11.)
- [42] L. Allen, M. W. Beijersbergen, R. J. C. Spreeuw, and J. P. Woerdman. Orbital angular momentum of light and the transformation of Laguerre-Gaussian laser modes. *Physical Review A*, 45(11):8185–8189, 1992. (Cité en page 10.)
- [43] D. B. Ruffner and D. G. Grier. Optical Conveyors: A Class of Active Tractor Beams. *Physical Review Letters*, 109(16):163903, October 2012. (Cité en page 11.)
-

- [44] M. Padgett and R. Bowman. Tweezers with a twist. *Nature Photonics*, 5(6):343–348, June 2011. (Cité en page 11.)
- [45] K. Dholakia. Colloquium: Gripped by light: Optical binding. *Reviews of Modern Physics*, 82(2):1767–1791, June 2010. (Cité en page 11.)
- [46] K Dholakia and T Čižmár. Shaping the future of manipulation. *Nature Photonics*, 5(6):335–342, June 2011. (Cité en page 11.)
- [47] A. A. Kayani, K. Khoshmanesh, S. A. Ward, A. Mitchell, and K. Kalantar-zadeh. Optofluidics incorporating actively controlled micro- and nanoparticles. *Biomicrofluidics*, 6(3):031501, 2012. (Cité en page 12.)
- [48] Z. Hu, J. Wang, and J. Liang. Experimental measurement and analysis of the optical trapping force acting on a yeast cell with a lensed optical fiber probe. *Optics & Laser Technology*, 39(3):475–480, April 2007. (Cité en page 12.)
- [49] Z. Liu, C. Guo, J. Yang, and L. Yuan. Tapered fiber optical tweezers for microscopic particle trapping: fabrication and application. *Optics express*, 14(25):12510–6, December 2006. (Cité en page 12.)
- [50] H. Xin, R. Xu, and B. Li. Optical trapping, driving, and arrangement of particles using a tapered fibre probe. *Scientific Reports*, 2:818, November 2012. (Cité en pages 12, 13 et 26.)
- [51] L. Yuan, Z. Liu, and J. Yang. Measurement approach of Brownian motion force by an abrupt tapered fiber optic tweezers. *Applied Physics Letters*, 91(5):054101, 2007. (Cité en page 12.)
- [52] 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*, 3(1993):1–7, June 2013. (Cité en pages 13 et 26.)
- [53] H. Xin, Y. Li, L. Li, R. Xu, and B. Li. Optofluidic manipulation of Escherichia coli in a microfluidic channel using an abruptly tapered optical fiber. *Applied Physics Letters*, 103(3):033703, 2013. (Cité en page 13.)
- [54] Frédérique de Fornel. *Les ondes évanescentes en optique et en optoélectronique*. Centre National d’Etudes des Télécommunications, eyrolles edition, 1997. (Cité en page 14.)
- [55] G. Brambilla, G. Senthil Murugan, J. S. Wilkinson, and D. J. Richardson. Optical manipulation of microspheres along a subwavelength optical wire. *Optics letters*, 32(20):3041–3, October 2007. (Cité en page 14.)
- [56] Y. Li, O. V. Svitelskiy, A. V. Maslov, D. Carnegie, E. Rafailov, and V. N. Astratov. Giant resonant light forces in microspherical photonics. *Light: Science & Applications*, 2(4):e64, April 2013. (Cité en page 14.)
- [57] S. Kawata and T. Sugiura. Movement of micrometer-sized particles in the evanescent field of a laser beam. *Optics letters*, 17(11):772–774, 1992. (Cité en page 14.)
- [58] S. Gaugiran. *Déplacement de particules et d’objets biologiques sur des guides d’ondes*. PhD thesis, Université Joseph Fourier, 2005. (Cité en pages 15 et 28.)

-
- [59] S. Kawata and T. Tani. Optically driven Mie particles in an evanescent field along a channeled waveguide. *Optics letters*, 21(21):1768–1770, 1996. (Cité en page 15.)
- [60] L. N. Ng, M. N. Zervas, J. S. Wilkinson, and B. J. Luff. Manipulation of colloidal gold nanoparticles in the evanescent field of a channel waveguide. *Applied Physics Letters*, 76(15):1993, 2000. (Cité en page 15.)
- [61] K. Grujic, O.G. Hellesø, J.S. Wilkinson, and J.P. Hole. Optical propulsion of microspheres along a channel waveguide produced by Cs+ ion-exchange in glass. *Optics Communications*, 239(4-6):227–235, September 2004. (Cité en page 15.)
- [62] K. Grujic, O. G. Hellesø, J. P. Hole, and J. S. Wilkinson. Sorting of polystyrene microspheres using a Y-branched optical waveguide. *Optics Express*, 13(177):1–7, 2005. (Cité en page 15.)
- [63] S. Gaugiran, S. Gétin, J. M. Fedeli, G. Colas, A. Fuchs, F. Chatelain, and J. Dérouard. Optical manipulation of microparticles and cells on silicon nitride waveguides. *Optics Express*, 13(18):6956–6963, 2005. (Cité en pages 15, 26 et 28.)
- [64] S. Gaugiran, S. Gétin, J. M. Fedeli, and J. Dérouard. Polarization and particle size dependence of radiative forces on small metallic particles in evanescent optical fields . Evidences for either repulsive or attractive gradient forces. *Optics Express*, 15(13):117–124, 2007. (Cité en page 15.)
- [65] A. H. J. 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*, 457(7225):71–5, January 2009. (Cité en pages 15 et 16.)
- [66] A. H. J. Yang, T. Lerdsuchatawanich, and D. Erickson. Forces and transport velocities for a particle in a slot waveguide. *Nano letters*, 9(3):1182–8, March 2009. (Cité en page 15.)
- [67] A. H. J. Yang and D. Erickson. Optofluidic ring resonator switch for optical particle transport. *Lab on a chip*, 10(6):769–74, March 2010. (Cité en pages 16 et 26.)
- [68] S. Lin, E. Schonbrun, and K. B. Crozier. Optical manipulation with planar silicon microring resonators. *Nano letters*, 10(7):2408–11, July 2010. (Cité en pages 16 et 17.)
- [69] S. Lin and K. B. Crozier. Planar silicon microrings as wavelength-multiplexed optical traps for storing and sensing particles. *Lab on a chip*, 11(23):4047–51, December 2011. (Cité en pages 16, 73 et 78.)
- [70] H. Cai and A. W. Poon. Optical manipulation and transport of microparticles on silicon nitride microring-resonator-based add-drop devices. *Optics letters*, 35(17):2855–7, September 2010. (Cité en page 17.)
- [71] H. Cai and A. W. Poon. Optical manipulation of microparticles using whispering-gallery modes in a silicon nitride microdisk resonator. *Optics letters*, 36(21):4257–9, November 2011. (Cité en page 17.)
-

- [72] M. Righini, A. S. Zelenina, C. Girard, and R. Quidant. Parallel and selective trapping in a patterned plasmonic landscape. *Nature Physics*, 3(7):477–480, May 2007. (Cité en page 17.)
- [73] G. Volpe, R. Quidant, G. Badenes, and D. Petrov. Surface Plasmon Radiation Forces. *Physical Review Letters*, 96(23):238101, June 2006. (Cité en page 17.)
- [74] L. Huang, S. J. Maerkl, and O. J. F. Martin. Integration of plasmonic trapping in a microfluidic environment. *Optics express*, 17(8):6018–24, April 2009. (Cité en page 17.)
- [75] M. L. Juan, M. Righini, and R. Quidant. Plasmon nano-optical tweezers. *Nature Photonics*, 5(6):349–356, June 2011. (Cité en page 18.)
- [76] L. Novotny and N. van Hulst. Antennas for light. *Nature Photonics*, 5(2):83–90, February 2011. (Cité en page 17.)
- [77] M. D. Wiersma, A. W. Schell, K. S. Ilin, M. Siegel, and H.-J. Eisler. Nanoengineering and characterization of gold dipole nanoantennas with enhanced integrated scattering properties. *Nanotechnology*, 20(42):425203, October 2009. (Cité en page 17.)
- [78] A. Sundaramurthy, K. B. Crozier, G. Kino, D. Fromm, P. Schuck, and W. Moerner. Field enhancement and gap-dependent resonance in a system of two opposing tip-to-tip Au nanotriangles. *Physical Review B*, 72(16):165409, October 2005. (Cité en page 17.)
- [79] P. Bharadwaj, B. Deutsch, and L. Novotny. Optical Antennas. *Advances in Optics and Photonics*, 1(3):438, August 2009. (Cité en page 17.)
- [80] B. J. Roxworthy, K. D. Ko, A. Kumar, K. H. Fung, E. K. C. Chow, G. L. Liu, N. X. Fang, and K. C. Toussaint. Application of plasmonic bowtie nanoantenna arrays for optical trapping, stacking, and sorting. *Nano letters*, 12(2):796–801, February 2012. (Cité en page 18.)
- [81] A. N. Grigorenko, N. W. Roberts, M. R. Dickinson, and Y. Zhang. Nanometric optical tweezers based on nanostructured substrates. *Nature Photonics*, 2(6):365–370, May 2008. (Cité en pages 18, 19, 22 et 28.)
- [82] M. Righini, P. Ghenuche, S. Cherukulappurath, V. Myroshnychenko, F. J. García de Abajo, and R. Quidant. Nano-optical trapping of Rayleigh particles and Escherichia coli bacteria with resonant optical antennas. *Nano letters*, 9(10):3387–91, October 2009. (Cité en page 18.)
- [83] T. Li, S. Kheifets, D. Medellin, and M. G. Raizen. Measurement of the instantaneous velocity of a Brownian particle. *Science (New York, N.Y.)*, 328(June):1673–1675, 2010. (Cité en page 19.)
- [84] A. Ashkin and J. M. Dziedzic. Feedback stabilization of optically levitated particles. *Applied Physics Letters*, 30(4):202, 1977. (Cité en page 19.)
- [85] R. M. Simmons, J. T. Finer, S. Chu, and J. A. Spudis. Quantitative measurements of force and displacement using an optical trap. *Biophysical journal*, 70(4):1813–22, April 1996. (Cité en page 19.)

-
- [86] A. E. Wallin, H. Ojala, E. Hæggestrom, and R. Tuma. Stiffer optical tweezers through real-time feedback control. *Applied Physics Letters*, 92(22):224104, 2008. (Cité en page 19.)
- [87] R. Sainidou and F. García de Abajo. Optically Tunable Surfaces with Trapped Particles in Microcavities. *Physical Review Letters*, 101(13):136802, September 2008. (Cité en page 19.)
- [88] W. Zhang, L. Huang, C. Santschi, and O. J. F. Martin. Trapping and sensing 10 nm metal nanoparticles using plasmonic dipole antennas. *Nano letters*, 10(3):1006–11, March 2010. (Cité en page 20.)
- [89] M. L. Juan, R. Gordon, Y. Pang, F. Eftekhari, and R. Quidant. Self-induced back-action optical trapping of dielectric nanoparticles. *Nature Physics*, 5(12):915–919, October 2009. (Cité en pages 20, 21, 24, 28 et 68.)
- [90] C. Chen, M. L. Juan, Y. Li, G. Maes, G. Borghs, P. Van Dorpe, and R. Quidant. Enhanced optical trapping and arrangement of nano-objects in a plasmonic nanocavity. *Nano letters*, 12(1):125–32, January 2012. (Cité en pages 20 et 26.)
- [91] E. Yablonovitch. Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics. *Physical Review Letters*, 58(20):2059–2062, 1987. (Cité en page 22.)
- [92] S. John. Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices. *Physical Review Letters*, 58(23):2486–2489, 1987. (Cité en page 22.)
- [93] S. Mandal, X. Serey, and D. Erickson. Nanomanipulation using silicon photonic crystal resonators. *Nano letters*, 10(1):99–104, January 2010. (Cité en pages 22, 23, 26 et 28.)
- [94] X Serey, S Mandal, and D Erickson. Comparison of silicon photonic crystal resonator designs for optical trapping of nanomaterials. *Nanotechnology*, 21(30):305202, July 2010. (Cité en page 22.)
- [95] A. Rohrbach. Stiffness of Optical Traps: Quantitative Agreement between Experiment and Electromagnetic Theory. *Physical Review Letters*, 95(16):168102, October 2005. (Cité en page 22.)
- [96] M. Khan, T. Babinec, M. W. McCutcheon, P. Deotare, and M. Loncar. Fabrication and characterization of high quality factor silicon nitride nanobeam cavities. *Optics letters*, 36(3):421–3, February 2011. (Cité en page 22.)
- [97] Y. F. Chen, X. Serey, R. Sarkar, P. Chen, and D. Erickson. Controlled photonic manipulation of proteins and other nanomaterials. *Nano letters*, 12(3):1633–7, March 2012. (Cité en page 23.)
- [98] 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*, 100(10):101103, 2012. (Cité en pages 23, 55, 67 et 78.)
- [99] P. Kang, X. Serey, Y.-F. Chen, and D. Erickson. Angular Orientation of Nanorods Using Nanophotonic Tweezers. *Nano letters*, 12(12):6400–6407, November 2012. (Cité en page 23.)
-

- [100] 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*, 13(2):559–63, February 2013. (Cité en pages 24 et 78.)
- [101] S. Lin and K. B. Crozier. Trapping-Assisted Sensing of Particles and Proteins Using On-Chip Optical Microcavities. *ACS nano*, 7(2):1725–1730, January 2013. (Cité en pages 24 et 78.)
- [102] 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*, 110(12):123601, March 2013. (Cité en pages 24, 25, 28, 68 et 69.)
- [103] N. Descharmes, Ulagalandha Perumal Dharanipathy, Zhaolu Diao, Mario Tonin, and Romuald Houdré. Single particle detection, manipulation and analysis with resonant optical trapping in photonic crystals. *Lab on a Chip*, 1(d), 2013. (Cité en pages 24 et 25.)
- [104] E. Jaquay, L. J. Martínez, C. A. Mejia, and M. L. Povinelli. Light-assisted, templated self-assembly using a photonic-crystal slab. *Nano letters*, 13(5):2290–4, May 2013. (Cité en page 25.)
- [105] 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*, 3:22–25, July 2013. (Cité en pages 25, 73 et 78.)
- [106] K. Foubert, L. Lalouat, B. Cluzel, E. Picard, D. Peyrade, F. de Fornel, and E. Hadji. An air slotted nanoresonator relying on coupled high Q small V Fabry Perot nanocavities. *Applied Physics Letters*, 94(25):251111, 2009. (Cité en pages 26, 29, 30, 73, 75 et 78.)
- [107] B. Cluzel, K. Foubert, L. Lalouat, J. Dellinger, D. Peyrade, E. Picard, E. Hadji, and F. de Fornel. Addressable subwavelength grids of confined light in a multislotting nanoresonator. *Applied Physics Letters*, 98(8):081101, 2011. (Cité en pages 26, 29, 30, 73, 74 et 85.)
- [108] 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*, 85(23):235454, June 2012. (Cité en pages 26 et 81.)
- [109] P. Velha. *Ingénierie de mode en optique intégrée sur silicium sur isolant*. Docteur es physique, Université Paris Sud XI, 2008. (Cité en pages 28, 29, 31, 32 et 38.)
- [110] K. Foubert. *Etude en champ proche optique de structures nanophotoniques couplées*. PhD thesis, Université de Bourgogne, 2011. (Cité en pages 28, 29, 38 et 73.)
- [111] P. Velha, E. Picard, T. Charvolin, E. Hadji, J. C. Rodier, P. Lalanne, and D. Peyrade. Ultra-High Q/V Fabry-Perot microcavity on SOI substrate. *Optics express*, 15(24):16090–6, November 2007. (Cité en pages 28 et 38.)

-
- [112] C. Sauvan. *Etude de la propagation et du confinement de la lumière dans des nanostructures*. PhD thesis, Université de Paris XI Orsay, 2005. (Cité en page 29.)
- [113] G. Gallot. L'interféromètre de Fabry-Pérot. *Bulletin de la Sabix*, 18:63–67, 1997. (Cité en page 29.)
- [114] L. Lalouat. *Interaction en champ proche entre une sonde nanométrique et champ de composant à cristal photonique: -interaction faible, microscopie spatialement hautement résolue. -interaction forte, contrôle des propriétés du composant*. PhD thesis, Université de Bourgogne, 2008. (Cité en pages 29, 36 et 37.)
- [115] L. Lalouat, B. Cluzel, F. de Fornel, P. Velha, P. Lalanne, D. Peyrade, E. Picard, T. Charvolin, and E. Hadji. Subwavelength imaging of light confinement in high Q/small V photonic crystal nanocavity. *Applied Physics Letters*, 92(11):111111, 2008. (Cité en pages 29, 38, 67, 75 et 81.)
- [116] B. Wang, S. Mazoyer, J. Hugonin, and P. Lalanne. Backscattering in monomode periodic waveguides. *Physical Review B*, 78(24):245108, December 2008. (Cité en page 29.)
- [117] S. Mazoyer, J. Hugonin, and P. Lalanne. Disorder-Induced Multiple Scattering in Photonic-Crystal Waveguides. *Physical Review Letters*, 103(6):063903, August 2009. (Cité en page 29.)
- [118] A. Yariv, Y. Xu, R. K. Lee, and A. Scherer. Coupled resonator optical waveguide: a proposal and analysis. *Optics letters*, 24(11):711, June 1999. (Cité en pages 29 et 74.)
- [119] L. Lalouat, B. Cluzel, P. Velha, E. Picard, D. Peyrade, J.-P. Hugonin, P. Lalanne, E. Hadji, and F. de Fornel. Near field interactions between a subwavelength tip and a small volume photonic crystal nanocavity. *Physical Review B*, 76(4):041102, July 2007. (Cité en pages 30, 38 et 77.)
- [120] E. Delamarche, A. Bernard, H. Schmid, B. Michel, and H. Biebuyck. Patterned delivery of immunoglobulins to surfaces using microfluidic networks. *Science (New York, N.Y.)*, 276(5313):779–81, May 1997. (Cité en page 34.)
- [121] T. Fujii. PDMS-based microfluidic devices for biomedical applications. *Microelectronic Engineering*, 61-62:907–914, July 2002. (Cité en page 34.)
- [122] M. Zelsmann, D. Truffier-Boutry, A. Francone, C. Alleaume, I. Kurt, A. Beau-rain, B. Pelissier, B. Pépin-Donat, C. Lombard, and J. Boussey. Double-anchoring fluorinated molecules for antiadhesion mold treatment in UV nanoimprint lithography. *Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures*, 27(6):2873, 2009. (Cité en page 34.)
- [123] G. Binnig, H. Rohrer, Ch. Gerber, and E. Weibel. Tunneling through a controllable vacuum gap. *Applied Physics Letters*, 40(2):178, 1982. (Cité en page 36.)
- [124] G. Binnig, H. Rohrer, Ch. Gerber, and E. Weibel. Surface studies by scanning tunneling microscopy. *Physical Review Letters*, 49(1):57–61, 1982. (Cité en page 36.)
-

- [125] D. W. Pohl, W. Denk, and M. Lanz. Optical stethoscopy: Image recording with resolution $\lambda/20$. *Applied Physics Letters*, 44(7):651, 1984. (Cité en page 36.)
- [126] E. Betzig, P. L. Finn, and J. S. Weiner. Combined shear force and near-field scanning optical microscopy. *Applied Physics Letters*, 60(20):2484, 1992. (Cité en page 36.)
- [127] L. C. Maier and J. C. Slater. Field Strength Measurements in Resonant Cavities. *Journal of Applied Physics*, 23(1):68, 1952. (Cité en page 37.)
- [128] 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*, 89(17):171121, 2006. (Cité en pages 38 et 74.)
- [129] M. Zelsmann, E. Picard, T. Charvolin, E. Hadji, B. Dal'zotto, M. E. Nier, C. Seassal, P. Rojo-Romeo, and X. Letartre. Transmission spectroscopy of photonic crystals in a silicon-on-insulator waveguide structure. *Applied Physics Letters*, 81(13):2340, 2002. (Cité en page 38.)
- [130] B. Cluzel. *Réalisation et imagerie par sonde locale de cristaux photoniques en silicium sur isolant*. PhD thesis, Université de Bourgogne, 2005. (Cité en page 38.)
- [131] www.lovalite.com. (Cité en page 40.)
- [132] www.ozoptics.com. (Cité en page 40.)
- [133] [Www.thorlabs.com](http://www.thorlabs.com). Thorlabs web site. (Cité en page 42.)
- [134] MOSAIC Group. <http://mosaic.mpi-cbg.de/>. (Cité en page 45.)
- [135] I. F. Sbalzarini and P. Koumoutsakos. Feature point tracking and trajectory analysis for video imaging in cell biology. *Journal of structural biology*, 151(2):182–95, August 2005. (Cité en pages 45 et 64.)
- [136] [Http://rsbweb.nih.gov/ij/](http://rsbweb.nih.gov/ij/). ImageJ. (Cité en page 45.)
- [137] M. Wojdyr. Fityk: a general-purpose peak fitting program. *Journal of Applied Crystallography*, 43(5):1126–1128, September 2010. (Cité en page 51.)
- [138] D. Brissinger, B. Cluzel, A. Coillet, C. Dumas, P. Grelu, and F. de Fornel. Near field control of optical bistability in a nanocavity. *Physical Review B*, 80(3):033103, July 2009. (Cité en page 53.)
- [139] G. Cocorullo, F. G. Della Corte, and I. Rendina. Temperature dependence of the thermo-optic coefficient in crystalline silicon between room temperature and 550 K at the wavelength of 1523 nm. *Applied Physics Letters*, 74(22):3338, 1999. (Cité en page 54.)
- [140] Tatiana Pinedo Rivera. *Assemblage convectif de colloïdes par forces de capillarité en milieu confiné : applications en plasmonique*. Thèse de doctorat, Université Grenoble I - Joseph Fourier, 2009. (Cité en pages 55, 84 et 89.)
- [141] C. Renaut. Rapport de stage de fin d'étude d'ingénieur. Technical report, Université de Bourgogne / CEA - Grenoble, 2010. (Cité en page 55.)
- [142] S. Chandrasekhar. Stochastic problems in physics and astronomy. *Reviews of Modern Physics*, 15(1):1–89, 1943. (Cité en page 64.)

- [143] P. B. Deotare, M. W. McCutcheon, I. W. Frank, M. Khan, and M. Loncar. Coupled photonic crystal nanobeam cavities. *Applied Physics Letters*, 95(3):031102, 2009. (Cité en page 75.)
- [144] O. G. Hellesø, P. Lø vhaugen, A. Z. Subramanian, J. S. Wilkinson, and B. S. Ahluwalia. Surface transport and stable trapping of particles and cells by an optical waveguide loop. *Lab on a chip*, 12(18):3436–40, September 2012. (Cité en page 90.)
- [145] S. Lin and K. B. Crozier. An integrated microparticle sorting system based on near-field optical forces and a structural perturbation. *Optics express*, 20(4):3367–74, February 2012. (Cité en page 90.)
- [146] M. M. Burns, J.-M. Fournier, and A. Jene. Optical binding. *Physical Review Letters*, 63(12):1233–1236, 1989. (Cité en page 98.)
- [147] M. M. Burns, J. M. Fournier, and J. A. Golovchenko. Optical Matter: Crystallization and Binding in Intense Optical Fields. *Science (New York, N.Y.)*, 249(August):749–754, 1990. (Cité en page 98.)

Liste de Publications

Articles

C. Renaut, B. Cluzel, J. Dellinger, L. Lalouat, E. Picard, D. Peyrade, E. Hadji and F. de Fornel *On chip shapeable optical tweezers*. Sci. Rep. **3**, 2290(2013).

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*. Appl. Phys. Lett. **100**, 101103(2012).

Présentations orales

C. Renaut, J. Dellinger, B. Cluzel, L. Lalouat, D. Peyrade, E. Picard, E. Hadji, et F. de Fornel *Piégeage assemblage et détection optique de nanoparticules par une nanocavité*. Journées de la Photonique, Dijon, Novembre 2011.

C. Renaut, J. Dellinger, B. Cluzel, L. Lalouat, D. Peyrade, E. Picard, E. Hadji, et F. de Fornel *Assemblage par forces optiques de nanoparticules dans un système optofluidique*. GDR Ondes GT2, Dijon, Février 2012.

C. Renaut, B Cluzel, J. Dellinger, L. Lalouat, D. Peyrade, E. Picard, E. Hadji, and F. de Fornel *Optical trapping and assembly of particles by a nanocavity inside an optofluidic silicon chip*. SPIE Photonics Europe, Bruxelles, Avril 2012.

C. Renaut, B Cluzel, J. Dellinger, L. Lalouat, D. Peyrade, E. Picard, E. Hadji, and F. de Fornel *On chip optical tweezers like: trapping and assembly of nanoparticles into an optofluidic system*. E-MRS Spring Meeting, Strasbourg, Mai 2012.

C. Renaut, B Cluzel, J. Dellinger, L. Lalouat, D. Peyrade, E. Picard, E. Hadji, and F. de Fornel *Optical tweezing with nanobeam coupled cavities*. NFO-12, San Sébastien, Septembre 2012.

C. Renaut, B Cluzel, J. Dellinger, L. Lalouat, C. Pin, E. Picard, D. Peyrade, E. Hadji, and F. de Fornel *Nanocolloid motion control by optical nanobeam cavities*.

EOS Optofluidics 2, Munich, Mai 2013.

C. Renault, J. Dellinger, E. Picard, B Cluzel, D. Peyrade, F. de Fornel, and E. Hadji *Silicon Based Optofluidics*. The 34th PIERS, Stockholm, Août 2013.

Posters

C. Renault, B. Cluzel, E. Picard, D. Peyrade, E. Hadji, et F. de Fornel *Conception d'un taper optique: Injection de puissance dans un guide sub-longueur d'onde en SOI pour application optofluidique* - Journées de l'école doctorale Carnot de Bourgogne, Dijon 2011.

C. Renault, J. Dellinger, B. Cluzel, E. Picard, D. Peyrade, E. Hadji, and F. de Fornel *Nanomanipulation of a single particle using photonic crystal nanocavities* - Silicon Photonics Summer School, Saint-Andrews 2011.

C. Renault, B. Cluzel, J. Dellinger, L. Lalouat, E. Picard, D. Peyrade, E. Hadji, and F. de Fornel *Using Photonic crystal nanocavities as near-field optical tweezers* - EOS annuel meeting, Aberdeen 2012.

C. Renault, B. Cluzel, J. Dellinger, L. Lalouat, E. Picard, D. Peyrade, E. Hadji, et F. de Fornel *Nano cavités couplées pour la manipulation optique de colloïdes* - GDR Ondes GT2 et GT4, Grenoble 2013.

Nanopinces optiques sur puce pour la manipulation de particules diélectriques

Résumé : Les nanocavités optiques sur puces sont devenues aujourd’hui des objets de base pour le piégeage et la manipulation d’objets colloïdaux. Nous étudions dans cette thèse des nanocavités comme briques de bases du piégeage et de la manipulation par forces optiques. La preuve de concept du piégeage de microsphères diélectriques apparaît comme le point de départ de l’élaboration d’un laboratoire sur puce. Dans le premier chapitre nous parcourons la bibliographie de l’utilisation des forces optiques en espace libre et en milieu confiné pour le piégeage de particules. Le second chapitre présente les dispositifs expérimentaux pour la caractérisation des nanocavités et les outils mis en place pour les mesures optiques en présence de particules colloïdales. Le troisième chapitre explique la preuve de concept du piégeage de particules de polystyrène de 500 nm , 1 et $2\ \mu\text{m}$. Dans le chapitre qui suit nous analysons le piégeage de particules en fonction de la puissance injectée dans la cavité. Le chapitre cinq décrit quelques exemples des possibilités de fonctions de manipulation de particules grâce à des cavités couplées. Enfin, dans le dernier chapitre nous montrons les assemblages de particules sur les différents types de cavités étudiées dans cette thèse.

Mots clés : Nanocavité, piégeage optique, particules, assemblage optique, champ proche optique.

On chip optical nanotweezing for dielectric particles manipulation

Abstract: On chips optical nanocavities have become useful tools for trapping and manipulation of colloidal objects. In this thesis we study the nanocavities as building blocks for optical forces, trapping and handling of particles. Proof of concept of trapping dielectric microspheres appears as the starting point of the development of lab on chip. In the first chapter we go through the literature of optical forces in free space and integrated optics. The second chapter presents the experimental tools for the characterization of nanocavities and the set-up developed to perform optical measurements with the colloidal particles. The third chapter describes the proof-of-concept trapping of polystyrene particles of 500 nm , 1 and $2\ \mu\text{m}$. In the following chapter we analyze the particle trapping as function of the injected power into the cavities. The chapter five gives some examples of the possibilities of particles handling functions with coupled cavities. Eventually, in the last chapter we show assemblies of particles on different geometry of cavities studied in this thesis.

Keywords: Nanocavity, optical trapping, particles, optical assembly, near field optics.
