

N° d'ordre 2012ISAL0113
Année 2012

Thèse

Nanopinces Optiques à base de Modes de Bloch lents en Cavité

Présentée devant
L'institut national des sciences appliquées de Lyon

Préparée à
L'Institut des Nanotechnologies de Lyon

Pour obtenir le grade de
Docteur ès Science
École doctorale Electronique Electrotechnique Automatique de Lyon

Par
Emmanuel Gerelli

Jury MM.

J.E. Broquin	Professeur
T. Grosjean	Chargé de Recherche
J. Bellessa	Professeur
B. Dahmani	Docteur
T. Benyattou	Directeur de Recherche

Résumé

Ce travail de thèse s'inscrit dans les efforts actuellement réalisés, pour améliorer l'efficacité des pinces optiques conventionnelles qui permettent de manipuler sans contact des objets de quelques dizaines de nanomètres à quelques dizaines de micromètres avec une extrême précision et trouvent de nombreuses applications en biophysique et sciences de colloïdes.

L'objectif de cette thèse a été d'explorer une nouvelle approche pour la réalisation de Nanopinces Optiques. Elle s'appuie sur l'utilisation de cavités à cristaux photoniques à modes de Bloch lents. Ces cavités peuvent être efficacement et facilement excitées par un faisceau Gaussien à incidence normale. Contrairement aux pinces optiques conventionnelles, des objectifs à faibles ouvertures numériques peuvent être utilisés. Les performances attendues en termes de piégeage vont bien au-delà de limitations imposées par la limite de diffraction pour les pinces conventionnelles. Ce travail démontre expérimentalement l'efficacité de l'approche.

Cette thèse comporte deux parties principales. Dans un premier temps, il a fallu monter un banc expérimental pour mener nos études. Nous avons construit un banc optique, interfacé les instruments, et développé des applications logicielles pour analyser les données. Deux éléments importants ont présidé à sa construction :

- Le développement d'un système optique permettant d'exciter les nanostructures photoniques
- la conception d'un système d'imagerie pour suivre les nanoparticules.

La seconde partie de ce travail a porté sur la mise en évidence du piégeage optique à l'aide de nanostructure à base de cristaux photonique. Nous avons d'abord montré que même des cavités possédant des coefficients de qualités modérés (quelques centaines) permettait d'obtenir des pièges optiques dont l'efficacité est d'un ordre de grandeur supérieur à celui de pinces conventionnels. Fort de ce résultat, nous avons exploré un nouveau type de cavité à cristaux photoniques s'appuyant sur une approche originale : des structures bi-périodiques. Nous avons montré qu'à l'aide de cette approche des facteurs de qualités de l'ordre de plusieurs milliers étaient facilement atteignable. A l'aide de ces nouvelles structures, nous sommes arrivés aux résultats le plus important de ce travail : le piégeage de nanoparticules de 250nm de rayon avec une puissance optique incidente de l'ordre du milliwatt. Une analyse fine du mouvement de la nanoparticule, nous a permis de trouver la signature du mode de Bloch lent.

Mots-Clés: Cristaux photoniques – Mode de Bloch lent – Cavité – FDTD – Force optique – Pince optique –micro-réflexivité – micro-transmission – Faisceau gaussien – Nanoparticules – Microscopie – Fluorescence

Slow Blow Mode Nanotweezers

Abstract

This thesis aims at improving the efficiency of conventional optical tweezers (cOT). They allow to manipulate objects with dimension from a few tens of nanometer to a few tens of micrometers with a high accuracy and without contact. This has numerous applications in biophysics and colloidal science.

This thesis investigates a new approach for optical nanotweezers. It uses a photonic crystal (PC) cavity which generates a slow Bloch mode. This cavity can be effectively and easily excited with a Gaussian beam at the normal incidence. Contrarily to cOT, objective with a small numerical aperture can be used. The expected performances in terms of trapping go well beyond the diffraction limit of cOT. This work demonstrates experimentally the efficacy of approach.

This thesis is divided in two main sections. First, we had to set up an experimental bench to carry out to our study. We built the optical bench interface instruments and develop programs to analyze the data. Two essential elements have been considered:

- The development of the optical system allowing the excitation of the photonics nanostructure.
- The design an imaging system to track nanoparticles.

Second, we have focus on the demonstration of the optical trapping. We started by with a low Q factor (few hundred) cavity. Trapping efficiency of an order of magnitude higher than cOT has been demonstrated. Then, we have explored a new king of PC cavity based on double period structure. We show that thanks to this approach high Q factor of several thousand are easily reached. With this structure, we managed to trap 250nm polystyrene beads, with an optical power of the order of a milliwatt. A deep analysis of the nanoparticle trajectories allowed us to find a slow Bloch mode signature.

Key Words: Photonics crystal – Slow Bloch mode – Cavity – FDTD – Optical tweezer – Optical trapping – Micro reflectivity – Micro transmittivity – Nanoparticles – Microscopy – Fluorescence

SIGLE	ECOLE DOCTORALE	NOM ET COORDONNEES DU RESPONSABLE
CHIMIE	CHIMIE DE LYON http://www.edchimie-lyon.fr Insa : R. GOURDON	M. Jean Marc LANCELIN Université de Lyon – Collège Doctoral Bât ESCPE 43 bd du 11 novembre 1918 69622 VILLEURBANNE Ce- dex Tél : 04.72.43 13 95 directeur@edchimie-lyon.fr
E.E.A.	ELECTRONIQUE, ELEC- TROTECHNIQUE, AUTO- MATIQUE http://edeea.ec-lyon.fr Secrétariat : M.C. HAVGOU- DOUKIAN eea@ec-lyon.fr	M. Gérard SCORLETTI Ecole Centrale de Lyon 36 avenue Guy de Collongue 69134 ECULLY Tél : 04.72.18 60 97 Fax : 04 78 43 37 17 Gerard.scorletti@ec-lyon.fr
E2M2	EVOLUTION, ECOSYS- TEME, MICROBIOLOGIE, MODELISATION http://e2m2.universite-lyon.fr Insa : H. CHARLES	Mme Gudrun BORNETTE CNRS UMR 5023 LEHNA Université Claude Bernard Lyon 1 Bât Forel 43 bd du 11 novembre 1918 69622 VILLEURBANNE Cé- dex Tél : 04.72.43.12.94 e2m2@biomserv.univ-lyon1.fr
EDISS	INTERDISCIPLINAIRE SCIENCES-SANTE http://ww2.ibcp.fr/ediss Sec : Safia AIT CHALAL Insa : M. LAGARDE	M. Didier REVEL Hôpital Louis Pradel Bâtiment Central 28 Avenue Doyen Lépine 69677 BRON Tél : 04.72.68 49 09 Fax :04 72 35 49 16 Didier.revel@creatis.uni-lyon1.fr
INFOMATHS	INFORMATIQUE ET MA- THEMATIQUES http://infomaths.univ-lyon1.fr	M. Johannes KELLENDONK Université Claude Bernard Lyon 1 INFOMATHS Bâtiment Braconnier 43 bd du 11 novembre 1918 69622 VILLEURBANNE Ce- dex Tél : 04.72. 44.82.94 Fax 04 72 43 16 87 infomaths@univ-lyon1.fr

Matériaux	MATERIAUX DE LYON Secrétariat : M. LABOUNE PM : 71.70 –Fax : 87.12 Bat. Saint Exupéry Ed.materiaux@insa-lyon.fr	M. Jean-Yves BUFFIERE INSA de Lyon MATEIS Bâtiment Saint Exupéry 7 avenue Jean Capelle 69621 VILLEURBANNE Cé- dex Tél : 04.72.43 83 18 Fax 04 72 43 85 28 Jean-yves.buffiere@insa- lyon.fr
MEGA	MECANIQUE, ENERGIE- TIQUE, GENIE CIVIL, ACOUSTIQUE Secrétariat : M. LABOUNE PM : 71.70 –Fax : 87.12 Bat. Saint Exupéry mega@insa-lyon.fr	M. Philippe BOISSE INSA de Lyon Laboratoire LAMCOS Bâtiment Jacquard 25 bis avenue Jean Capelle 69621 VILLEURBANNE Ce- dex Tél :04.72.43.71.70 Fax : 04 72 43 72 37 Philippe.boisse@insa-lyon.fr
ScSo	ScSo* M. OBADIA Lionel Sec : Viviane POLSINELLI Insa : J.Y. TOUSSAINT	M. OBADIA Lionel Université Lyon 2 86 rue Pasteur 69365 LYON Cedex 07 Tél : 04.78.69.72.76 Fax : 04.37.28.04.48 Lionel.Obadia@univ-lyon2.fr

Résumé	2
Abstract	3
<u>INTRODUCTION GENERALE.....</u>	8
<i>CONTEXTE</i>	8
<i>OBJECTIFS</i>	8
<u>CHAPITRE 1 : PINCES OPTIQUES : PRESENTATION ET ETAT DE L'ART</u>	10
1.1 INTRODUCTION.....	11
1.2 ETUDE DU PIEGEAGE OPTIQUE	12
1.2.1 Principe de base.....	12
1.2.2 Limites des pinces optiques conventionnelles	14
1.2.3 Modèles théoriques	16
1.3 ETAT DE L'ART MICRO/NANO PINCE OPTIQUE.....	21
1.3.1 Micro Pince Optique	23
1.3.2 Nano Pince Optique	24
1.4 NOTRE APPROCHE.....	29
1.5 CONCLUSION	31
<u>CHAPITRE 2 : DISPOSITIF EXPERIMENTAL.....</u>	32
2.1 INTRODUCTION.....	33
2.2 DISPOSITIF DE VISUALISATION	34
2.2.1 Principe de base du microscope.....	34
2.2.2 Fluorescence.....	37
2.2.3 Choix et performances des objectifs	39
2.2.4 Imagerie.....	40
2.3 MANIPULATION DE FAISCEAU LASER.....	44
2.3.1 Introduction.....	44
2.3.2 Faisceau Gaussien	44
2.3.3 Application à la manipulation du faisceau pompe de la fluorescence	47
2.3.4 Application à la micro caractérisation.	49
2.4 BANC OPTIQUE	50
2.5 INTERFAÇAGE.....	54
2.5.1 Introduction.....	54
2.5.2 Client Serveur	55
2.6 SUIVIE DE PARTICULES NANOMETRIQUES	57
2.6.1 Algorithmes de location de point particulier	59
2.6.2 Performance du suivie de particule sur notre banc de mesures.....	61
2.7 CONCLUSION	64

CHAPITRE 3 : STRUCTURE A BASE DE MODE DE BLOCH LENT POUR LE PIEGEAGE OPTIQUE 65

3.1 INTRODUCTION..... 66
3.2 RAPPEL SUR LES CRISTAUX PHOTONIQUES 66
 3.2.1 Notions de base : relations de dispersion et mode de Bloch 67
 3.2.2 Cavité à mode Bloch lent..... 68
3.4 CRISTAL PHOTONIQUE A BASE DE CAVITES COUPLEES 70
 3.4.1 Etude du cristal photonique 71
 3.4.2 Etude de la cavité à mode de Bloch lent 72
3.5 APPROCHE CRISTAL PHOTONIQUE DOUBLE PERIODE 73
 3.5.1 Etudes de structures 2D 74
 3.5.2 Etude de structure 3D 79
3.5 CONCLUSION..... 81

CHAPITRE 4 : DEMONSTRATION DU PIEGEAGE OPTIQUE 83

4.1 INTRODUCTION..... 84
4.2 PREREQUIS EXPERIMENTAUX..... 84
 4.2.1 Cellule microfluidique 84
 4.2.2 Excitation des dispositifs 85
4.3 CAVITES COUPLEES 87
 4.3.1 Présentation de l'échantillon 87
 4.3.2 Caractérisation Optique en milieu fluide 88
 4.3.1 Démonstration du piégeage 90
 4.3.2 Conclusion 94
4.4 DOUBLE PERIODE..... 94
 4.4.1 Présentation des échantillons 95
 4.4.2 Etude préliminaire sur InP 96
 4.4.2 Etude sur SOI 99
4.5 DISCUSSION..... 104
4.6 CONCLUSION..... 107

CONCLUSION GENERALE..... 109

PERSPECTIVES 110

BIBLIOGRAPHIES..... 111

Introduction Générale

Contexte

Les pinces optiques permettent de manipuler sans contact des objets micro et nanométriques avec une extrême précision [1]. Elles trouvent de nombreuses applications en biophysique et sciences de colloïdes.

Conventionnellement, les forces optiques sont exacerbées en focalisant un faisceau laser avec un objectif à grande ouverture numérique. Relativement simple à mettre en œuvre, elles présentent toutefois des limitations pour les particules submicroniques. Une première limitation est directement due à l'interaction lumière-matière. Comme les forces optiques sont inversement proportionnelles aux volumes des objets piégés, les puissances mises en jeu deviennent si considérable qu'elles entraînent des dommages importants sur les objets [2]. Une seconde limitation, liée à la nature ondulatoire de la lumière, impose une limite minimale de l'ordre de $(\lambda/n)^3$ du volume du champ électromagnétique propagatif et par conséquent des forces optiques [3]. Ceci implique qu'un objet de dimension inférieure à ce volume ne pourra pas être confiné en un point, et continuera à fluctuer à l'intérieur de cet espace.

Pour dépasser ces limites, des dispositifs utilisant des nanostructures métalliques (plasmonique) et diélectriques (cristaux photoniques) ont été proposés pour à la fois amplifier et confiner le champ électromagnétique en nanostructurant le champ évanescent (non propagatif). Le savoir-faire du laboratoire sur les cristaux photoniques liés au fait qu'aucun papier expérimental ne démontrait l'efficacité de telles structures pour le piégeage ont décidé l'équipe à se lancer dans cette nouvelle thématique avec ce présent travail.

Objectifs

Dans ce travail, nous proposons un nouveau type de composant photonique qui pourrait être utilisé en tant que nano pince optique. Le principe repose sur un nouveau type de cavités à cristaux photoniques. Grâce à cette nouvelle approche, on espère générer un champ électromagnétique évanescent très intense. Ce renforcement du champ peut générer des forces optiques géantes capables de piéger des nano-objets avec une faible puissance optique. Grâce à cette approche, le couplage entre le faisceau incident et la cavité est optimal, même pour un faisceau large (une dizaine de microns).

Introduction générale

Le but de cette thèse est d'explorer et valider cette approche d'un point de vue expérimental.

Nous présenterons dans le premier chapitre, la physique des forces optiques et les principales lois qui les régissent. Nous montrerons de manière plus explicite les limitations des pinces optiques conventionnelles. Ensuite nous poursuivrons par un état de l'art sur l'utilisation de nanostructures photoniques et plasmoniques pour les forces optiques et motiverons en dernier lieu notre approche.

Dans le second chapitre, nous présenterons en détail le banc expérimental développé pour réaliser les mesures de caractérisation optique des structures étudiées ainsi que les mesures de piégeages.

Le troisième chapitre est dédié à la présentation des concepts photoniques utilisés dans cette étude et plus particulièrement la conception par FDTD 3D des cavités à mode de Bloch lents.

Enfin dans le quatrième chapitre constitue le point d'orgue de ce travail. Nous présenterons les résultats expérimentaux obtenus au cours de cette thèse. Et plus particulièrement, nous apporterons la preuve expérimentale de notre approche pour le piégeage optique. Nous conclurons avec les résultats montrant l'efficacité des structures à double période pour les applications de piégeage.

Chapitre 1

PINCES OPTIQUES : Présentation et état de l'art

1.1 Introduction

Les forces optiques engendrées par variation temporelle de la quantité de mouvement d'ondes électromagnétiques fournissent une façon unique de contrôler la dynamique de particules. Dans les années 70, avec l'invention du laser, la cohérence et l'intensité du flux lumineux ont permis de démontrer expérimentalement l'utilisation de ces forces pour le piégeage de nanoparticules. Ces forces – typiquement de l'ordre du Pico-Newton – sont négligeables à notre échelle, mais deviennent prépondérantes à l'échelle du micromètre. Après ce travail pionnier d'Ashkin [2], de nombreuses personnes dans la communauté scientifique ont fait avancer les recherches dans ce domaine d'un point de vue théorique, technique et applicatif. Cette découverte entrainera le concept de pince optique, outil permettant de manipuler des objets jusqu'à 5nm [4][5], de mesurer des force jusqu'à 100pN [6] [7] avec une précision de 100aN[8] [9] et de sonder la matière[3]. Le lecteur intéressé par l'histoire dans cette thématique trouveras toutes les informations dans la référence [10].

L'essor des pinces optiques est surtout dû à sa simplicité de mise en œuvre et son efficacité unique pour manipuler des objets de natures différentes. Ainsi physiciens et biologistes l'ont directement adoptés comme outil, en l'améliorant au fil du temps. Pour rester concis et par soucis de clarté dans ce manuscrit nous ne détaillerons pas l'ensemble des techniques et des avancées qu'elles soient fondamentales ou applicatives, en dehors de notre sujet d'étude. Néanmoins le lecteur trouvera dans ces références [11][12][1][13], les revues essentielles sur l'ensemble de cette thématique riche et variée. Avant même de pouvoir introduire le sujet de cette thèse, il est nécessaire de présenter quelques notions importantes. Comprendre les principes et les limites d'une pince optique nous permettra d'introduire ainsi une nouvelle approche basée sur des structures nanophotoniques.

Nous détaillerons tout d'abord les principes inhérents aux forces engendrées par la lumière sur la matière ainsi que les limites des pinces optiques dites « conventionnelles » à piéger des particules sub-micrométriques. Nous introduirons par la suite le principe de pince optique basé sur les champs évanescents. Enfin nous ferons l'état de l'art des nouvelles techniques de pinces optiques, afin d'introduire nos concepts.

1.2 Etude du piégeage optique

1.2.1 Principe de base

La lumière crée des forces sur la matière par absorption, diffraction, émission ou réémission de celle-ci. Ces forces sont directement liées à la variation de quantité de mouvement des photons. La lumière est constituée de photons qui ont chacun une quantité de mouvement \vec{p} . Pour une longueur d'onde λ , l'amplitude de la quantité de mouvement pour un photon c'est-à-dire la force qu'exerce un photon pendant un temps Δt est $|\vec{p}| = h/\lambda = F \cdot \Delta t$. L'intensité de la lumière est déterminée par le nombre de photons traversant une surface par unité de temps et la quantité de mouvement de ce flux est donné par le vecteur de Pointing \vec{S} tel que :

$$d\left(\frac{d\vec{P}}{dt}\right) = \left(\frac{n}{c}\right) \vec{S} dA \quad (1.1)$$

Où n est l'indice de réfraction, c la vitesse de la lumière, \vec{P} la quantité de mouvement total et dA l'élément d'aire normal à \vec{S} . Ainsi, la force sur un objet diélectrique est donnée par la variation d'impulsion, induit par la réfraction de la lumière sur cet objet. La force totale est la différence entre la quantité de mouvement de flux entrant et sortant de cet objet, et on a :

$$\vec{F} = \left(\frac{n}{c}\right) \iint (\vec{S}_{in} - \vec{S}_{out}) dA \quad (1.2)$$

Ainsi si la lumière traverse un objet diélectrique, le changement de direction du vecteur de Pointing correspond à une force optique exercée sur ce dernier. Prenons un miroir parfait éclairé par un faisceau collimaté de puissance P , on a dans ce cas $\vec{S}_{out} = -\vec{S}_{in}$ et par conséquent d'après l'équation 1.2 :

$$\vec{F} = 2\left(\frac{n}{c}\right) \iint (\vec{S}_{in}) dA \quad (1.3)$$

L'intégrale du terme de droite représente la puissance totale de la lumière exprimée en Watts. On a donc dans notre cas:

$$F = 2\left(\frac{n}{c}\right) P = Q_{trap} \left(\frac{n}{c}\right) P \quad (1.4)$$

C'est-à-dire, la force optique générée est directement proportionnel à la puissance de la lumière envoyée sur l'objet. De manière générale on définit un facteur de d'efficacité Q_{trap} . Ce facteur correspond au rapport de la force optique générée sur une particule divisé par une référence que constituerait un objet totalement absorbant. Dans le cas d'un réflecteur parfait $Q_{trap} = 2$.

Ces forces sont extrêmement faibles car la puissance lumineuse est divisée par la vitesse de la lumière. En considérant un miroir de 10g illuminé par une source de 60W la force optique est de $4 \times 10^{-7} N$ et celle dû à la gravité de $9,8 \times 10^{-2} N$. Par contre à l'échelle microscopique la force de gravité sur un miroir d'1 μ g ne représente plus que $9,8 \times 10^{-9} N$. A cette échelle les forces optiques ne sont plus du tout négligeable. Elle se manifeste d'ailleurs sous plusieurs formes :

- La pression de radiation qui se définit comme une force proportionnelle à l'intensité lumineuse qui agit dans la direction de propagation de la lumière (colinéaire au vecteur de Poynting), qui tend à « pousser l'objet », comme pour un miroir.
- La force de gradient qui est proportionnelle au gradient de l'intensité lumineuse et agit dans la direction du gradient.
- La force de liaison qui représente l'interaction entre objets polarisables lorsqu'ils sont soumis à une lumière intense[14][15].

Parmi ces trois forces, c'est la force de gradient qui permet de manipuler des objets à l'échelle microscopique. Il s'agit du principe sur lequel se base les pinces optiques conventionnelles. La Figure 1 représente l'action de cette force sur une particule microscopique. Nous considérons ici, une sphère diélectrique d'indice réfractif supérieur au milieu environnant (par exemple une bille de polystyrène dans de l'eau) de dimension supérieure à dix fois la longueur d'onde de la lumière, pour se situer dans le régime de Mie pour lequel les règles de l'optique géométrique s'applique.

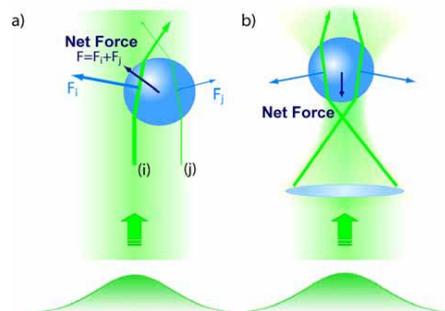


Figure 1 : Représentation des forces sur une particule via le modèle de l'optique géométrique. a) faisceau gaussien b) Faisceau gaussien focalisé[16].

Cette figure représente deux cas d'écoles qui illustrent bien les notions fondamentales de force et de pince optique. Dans la figure 1a, on se place dans le cas du faisceau excitateur gaussien collimaté. Dans ce cas l'intensité est constante le long de l'axe de propagation. Il est donc clair que pour toute position parallèle à cet axe de propagation la force exercée

sera la même. Il n'y a donc pas de position d'équilibre. De plus, l'intensité du faisceau étant inhomogène dans la direction perpendiculaire à cette axe, on voit bien sur cette même figure que la bille va subir une force résultante qui aura toujours tendance à la ramener au maximum du champ. Il s'agit de la force de gradient.

Dans la figure 1b est reporté le cas où une optique est utilisée pour focaliser le faisceau. Dans ce cas-là, en plus du gradient lié à la nature gaussienne du faisceau excitateur, on crée un gradient de champ supplémentaire le long de l'axe de propagation. Ce gradient aura tendance à attirer la particule vers le point de focalisation. Si cette force est suffisante (comme dans le cas d'un objectif à fort ouverture), elle pourra contrebalancer la pression de radiation qui a tendance à pousser la sphère le long de l'axe de propagation. Dans ce cas on peut avoir une position d'équilibre stable, celle-ci présente un léger décalage par rapport au point focal. C'est sur ce type de dispositif que s'appuie la pince optique « conventionnelle ». Manipuler la particule revient à manipuler le point focal.

En focalisant fortement par l'intermédiaire d'un objectif de microscope un faisceau laser, on peut déplacer tous types d'objets de tailles micrométriques. Pour donner un ordre de grandeur des forces pour des applications biologiques, la liaison entre les deux brins d'ADN est de l'ordre de 30pN[17]. Ainsi pour exercer une force optique équivalente, il faut une puissance de 10mW, en considérant Q_{trap} et n égal à l'unité (équation 1.4). Ceci montre que cette approche est compatible avec les puissances lasers usuellement disponible. Pour les étudiants souhaitant se familiariser avec ce concept, des simulateurs ont été développés sous Java [18] [Mas]. Nous trouverons ici [19][20][21], des éléments pour une mise en œuvre pratique de ce type de pincés.

1.2.2 Limites des pincés optiques conventionnelles

Nous allons expliciter les limites des forces optiques générées en focalisant une onde propagative, comme c'est le cas dans les pincés optiques conventionnelles. En se basant sur le facteur d'efficacité défini dans l'équation 1.4., Wright et al ont calculé et mesuré le facteur d'efficacité Q_{radial} qui correspond à la composante de la force optique perpendiculaire à l'axe de propagation au niveau du point d'équilibre. Il a été calculé en fonction de la taille de particules en polystyrènes ($n = 1,57$) dans l'eau (

$n = 1,33$) en focalisant un laser ($\lambda = 1,064\mu m$) avec une taille de spot de $0,4\mu m$, en limite de diffraction.

Sur la figure 2 qui reporte l'efficacité de piégeage en fonction du rayon des particules sphériques, on distingue deux régions extrêmes. Une région où la taille des particules est grande par rapport à la longueur d'onde avec une saturation de l'efficacité de piégeage. Celle-ci est de l'ordre de 10^{-1} . Une autre région qui correspond à des tailles de nanoparticules bien plus petites que la longueur d'onde. Dans ce cas, on peut remarquer que l'efficacité varie comme le volume (r^3) de cette dernière. Entre ces deux régions extrêmes se trouve une région de transition.

Dans le cas où le rayon est bien supérieur à λ (régime de Mie), on se doute que toute la force optique exercée sur la particule dépend uniquement des phénomènes de réfraction. Comme dans ce cas, toute la lumière est réfractée, on s'attend au premier ordre à ce que l'efficacité de piégeage ne dépende plus du rayon. Dans le cas où le rayon est bien inférieur (régime de Rayleigh), les interactions entre le champ électromagnétique et la nanoparticule peuvent être assimilées à la création d'un dipôle ; Comme on le sait en électrostatique le dipôle généré par une sphère diélectrique dans un champ constant est proportionnel à son volume. Ceci explique qualitativement bien le comportement observé. D'un point de vue théorique la zone intermédiaire est celle qui est le plus difficile à calculer, c'est pour cela que généralement on fait appel à des calculs numériques pour ce régime.

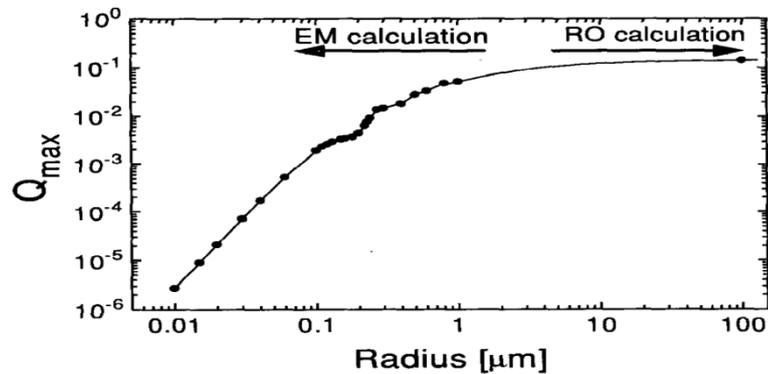


Figure 2 : Facteur de qualité d'une pince optique conventionnelle en fonction de la taille d'une particule. Les points représentent les mesures expérimentales et le tracé est obtenu par l'intermédiaire du tenseur de contraintes électromagnétiques pour les petits rayons et du modèle de l'optique géométrique pour les grands rayons. Le spot est de $0,4\mu m$ [22].

1.2.3 Modèles théoriques

La compréhension théorique de ces phénomènes n'est pas triviale car ces forces sont sensibles aux petites variations de la géométrie, ainsi qu'aux nombreux autres facteurs tels par exemple aux variations locales de la température dues à l'absorption du milieu. Il faut aussi rajouter un modèle qui prenne en compte la géométrie du faisceau[23]. De manière générale, la communauté se base essentiellement sur des lois empiriques et des méthodes de calibrations pour quantifier les forces induites par leur dispositif expérimental [24][25][26].

Un modèle rigoureux qui permet de déduire les forces optiques est la Théorie de Lorentz Mie Généralisé (GLMT) qui utilise le tenseur de contrainte de Maxwell [27][28][29][30]. Il est valide pour n'importe quel rapport r/λ et pour toute forme du champ incident. Cela demande de calculer le champ incident et le champ diffusé par la particule pour déduire le champ total afin d'intégrer le tenseur autour d'elle (Un code Matlab permet de déduire ces forces pour un faisceau gaussien sur une particule sphérique[31]). Comme nous avons pu le présager sur la Figure 2, c'est le seul façon d'obtenir des résultats corrects pour des tailles de l'ordre du micromètre. Cependant dans les régions extrêmes, des modèles plus simples existent.

Dans le régime de Mie $r \gg \lambda$ on utilise les lois de l'optique géométrique pour déterminer ces forces. Il permet d'obtenir une forme analytique de ces forces [32][5] comme dans le régime de Rayleigh $r \ll \lambda$ par l'intermédiaire de l'approximation dipolaire.

Modèle de l'approximation dipolaire (Régime de Rayleigh)

Ce modèle fait figure de cas d'école car il donne des expressions simples des forces optiques tout en donnant une bonne approximation pour des particules légèrement inférieures à la longueur d'onde pour la force de gradient (représenté ici par F_x) comme on peut le voir sur la Figure 3. La nanoparticule diélectrique étant bien inférieure à la longueur d'onde, on modélise celle-ci comme un dipôle oscillant dans un champ électromagnétique uniforme. On peut calculer analytiquement la force de Lorentz induite[34][33][35]. On obtient ainsi une force qui est la somme vectoriel de deux forces, qui sont la force de gradient et la pression de radiation.

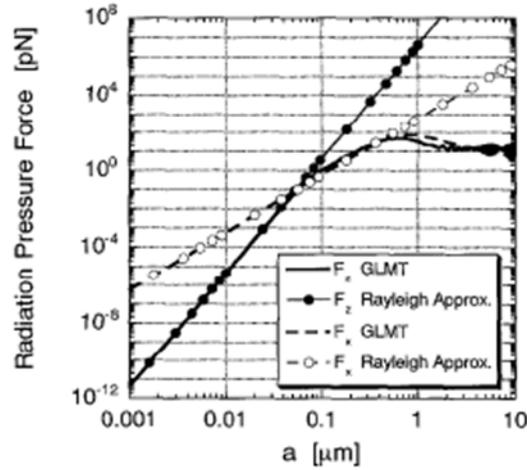


Figure 3 : Comparaison de l'approximation dipolaire et de la GLMT pour une pince optique conventionnelle sur une particule diélectrique de rayon a . La force de gradient est représenté par F_x et la pression de radiation par F_z ($\omega_0=2\lambda=0.773\mu\text{m}$ et $P=100\text{mW}$) [33].

La force de gradient est proportionnelle à la polarisabilité de la particule ainsi qu'au gradient du champ, alors que la pression de radiation est due au transfert de la quantité de mouvement de la lumière sur la particule. Ces deux forces appliquées par un faisceau d'intensité I sur une particule diélectrique de rayon r sont données par :

$$\vec{F}_{grad} = 2\pi \frac{n}{c} \alpha \nabla I \quad (1.5)$$

$$\vec{F}_{scat} = \frac{n}{c} \sigma_s \langle \vec{S} \rangle \quad (1.6)$$

Où la polarisabilité effective de la particule sphérique dans le milieu la supportant est :

$$\alpha = r^3 \left(\frac{\epsilon_s - \epsilon_m}{\epsilon_s + 2\epsilon_m} \right) \quad (1.7)$$

Et la section efficace de la même particule est :

$$\sigma_s = \frac{8}{3} \pi k^4 |\alpha|^2 \quad (1.8)$$

ϵ_s est la permittivité relative de la particule et ϵ_m celle du milieu environnant. L'indice du milieu est $n = \sqrt{\epsilon_m}$ et le nombre d'onde de la lumière incidente de longueur d'onde λ est $k = 2\pi n/\lambda$. La force de gradient dépend du gradient de l'intensité ∇I et la pression de radiation du vecteur $\langle \vec{S} \rangle = I \vec{k}/k$ qui a la direction du flux de puissance déterminé par le vecteur de Poynting moyenné temporellement $\langle \vec{S} \rangle$. Ici c est la vitesse de la lumière

dans le vide. L'intensité dépend du module au carré de l'amplitude du champ électrique :

$$I = \frac{nc\varepsilon_0}{2} |E_0|^2 \quad (1.9)$$

Où ε_0 est la permittivité diélectrique du vide.

On note tout d'abord que si la permittivité ε_s (où n_s) est inférieur à ε_m (où n_m) la force de gradient sera négative et l'efficacité sera d'autant plus grande que l'écart des permittivités (ou des indices) est important. Néanmoins, comme la force de pression augmente aussi, elle aura tendance à déstabiliser le piège. On montre qu'un rapport de 1,2 entre l'indice de l'objet et du milieu environnant est optimal[36], c'est le cas par exemple avec des particules de polystyrène dans l'eau.

On note aussi que la force de gradient suit une loi en r^3 . C'est-à-dire diviser par 2 la taille de l'objet revient à diviser par 8 la force du piège d'où la diminution de l'efficacité de piégeage de la Figure 2.

Le lecteur intéressé par l'étude des forces sur des particules absorbantes comme les particules métalliques pourra obtenir les informations souhaitées dans[37] [4][38]. Retenons simplement que l'utilisation de ces particules augmente d'un ordre de grandeur l'efficacité des forces optiques.

La Figure 3 compare le modèle rigoureux de la GLMT avec celui-ci, pour une longueur d'onde de 386nm. Il représente la force attendue pour chaque composante F_x et F_z qui correspondent respectivement à la force de gradient et à la pression de radiation. Ces deux modèles se corrélaient très bien tant que le rayon est inférieur $\lambda/10$, ensuite elle dépend de la composante qui nous intéresse. Pour la pression de radiation, on voit clairement un écart lorsque que le rayon devient supérieur à $\lambda/10$, soit un rayon supérieur à 40nm. Par contre on note que cette approximation donne une fourchette acceptable pour la force de gradient jusqu'à un rayon proche de la longueur d'onde.

Il est important à retenir que l'approche dipolaire est tout à fait justifiée dans les cas où la force de gradient est prépondérante par rapport à la pression de radiation. Il faut cependant garder à l'esprit que l'écart devient très important en augmentant légèrement la taille et que l'approximation dipolaire à toujours tendance à surestimer la force. Elle ne prend pas en compte en effet, la perturbation que peut avoir la particule sur le champ incident.

Mouvement Brownien et Force Optique

Il faut savoir que l'un des points importants dans la manipulation de particules en milieu liquide est la présence du mouvement brownien. Celui-ci se traduit par une marche aléatoire et un temps de diffusion caractéristique. Pour qu'un piège optique soit efficace, il faut que le temps de piégeage soit plus petit que le temps de diffusion. Pour expliciter de manière plus quantitative cette condition, nous allons introduire la notion de constante de raideur et de puits de potentiel. Considérons pour des raisons de simplicité le cas où le potentiel de piégeage est harmonique (hypothèse couramment utilisé pour les pincés optiques conventionnelles). On a :

$$\vec{F} = -\vec{\nabla}U \tag{1.10}$$

Où \vec{F} est la force optique et U un potentiel de piégeage harmonique. Dans ce cas la force est proportionnelle au déplacement de la particule par rapport au centre du piège et l'on à l'équation du mouvement dans une dimension suivante :

$$m\ddot{x} + \gamma\dot{x} + kx = \zeta(t) \tag{1.11}$$

Où m est la masse, γ la viscosité, k la constante de raideur du potentiel harmonique et $\zeta(t)$ une force aléatoire décrivant le mouvement brownien. En déduisant la constante de raideur, on déduit la force optique. La méthode la plus précise pour obtenir la valeur de k consiste à tracer la densité spectral de puissance du système[39][40], mais on peut aussi utiliser simplement le théorème d'équipartition. Celui-ci stipule que la variance σ_x^2 de la position de la particule dépend de la température et de la raideur du potentiel harmonique via la relation suivante:

$$\frac{1}{2}k\sigma_x^2 = \frac{1}{2}K_B T \tag{1.12}$$

Où K_B est la constante de Boltzmann et T la température. On peut remarquer que cette distribution spatiale ne dépend pas explicitement des frottements visqueux. On peut ainsi déduire simplement la constante de raideur du piège à partir de la mesure expérimentale la variance de la position.

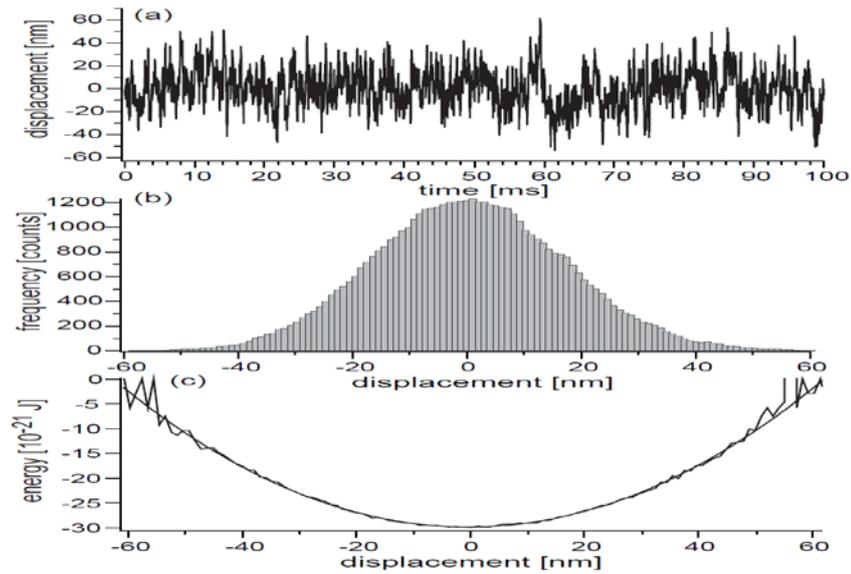


Figure 4 : Fluctuations de la position d'une particule en latex de 200nm piégé à 5,5 μ m de la surface à une fréquence de 50Khz. Suivi de l'histogramme par pas de 1nm et constante de raideur déduite en ajustant les résultats expérimentaux avec un potentiel harmonique ($k=1.45 \cdot 10^{-5}$ N/m) d'après [41].

Il est aussi possible d'en déduire, à partir de la distribution des positions la forme du puits de potentiel. En effet pour un potentiel harmonique, on a [12] :

$$P(r) = P_0 \exp\left(\frac{-U(r)}{K_B T}\right) \propto \exp\left(\frac{-kx^2}{2K_B T}\right) \quad (1.13)$$

Où $P(r)$ représente la probabilité de se trouver à une distance r du centre du piège et P_0 une constante. On peut voir un exemple de traitement statistique de la position sur la Figure 4. A partir de cette statistique on reconstruit expérimentalement le puits de potentiel en traçant le logarithme de la distribution des positions suivant l'axe considéré. En ajustant le puits de potentiel obtenu on remonte aussi à la raideur k . Cette approche permet d'aisément quantifier les forces optiques.

La notion de puits de potentiel est intéressante car elle traduit l'efficacité de la force optique sur la particule. Tout d'abord une règle phénoménologique généralement admise estime qu'une profondeur du puits de potentiel au moins égal à $10K_B T$ [32] est nécessaire pour que la particule reste confinée. Ce cas est illustré dans la figure 5a. On voit bien que la particule de rayon r reste confinée dans une zone de la taille du waist du faisceau utilisé pour le piégeage (Figure 5b). Si dans les mêmes conditions, on essaie de piéger une particule de rayon $0.8r$, le puits de potentiel correspondant est seulement de $10K_B T$ (Figure 5c). Ici, la particule est moins bien

confinée dans une zone qui est deux fois plus large que précédemment (Figure 5d).

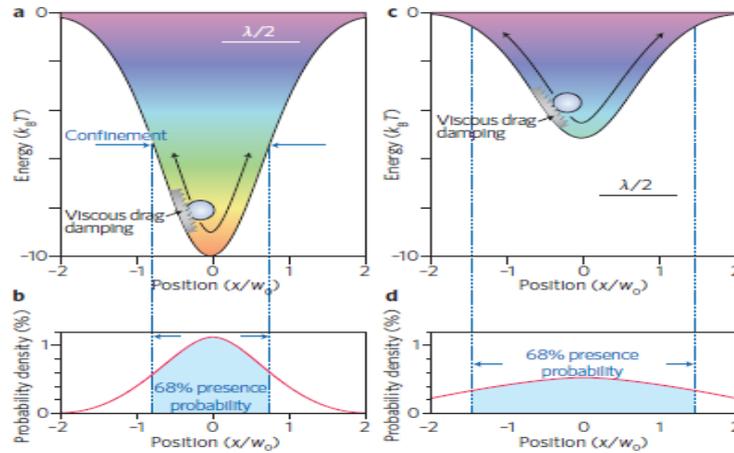


Figure 5 : Puits de potentiel et probabilité de présence pour a) et b) une particule de rayon r et c) et d) pour une particule de rayon $0,8r$ (la largeur du puits est normalisée par rapport au waist du faisceau incident) d'après [42].

On voit bien là toute la limite des pinces optiques « standards ». La limite étant atteinte, les performances en termes de piégeage se dégradent très rapidement avec la taille des particules. C'est pour aller au-delà de ces limites que les approches utilisant des composants photoniques sont apparues.

1.3 Etat de l'art Micro/Nano Pince Optique

Comme nous l'avons vu, les pinces optiques conventionnelles présentent des limitations pour le piégeage, et le confinement spatial de particules de plus en plus petites. L'extension du piégeage optique à l'échelle nanométrique pourrait ouvrir des opportunités sans précédent dans de nombreux domaines scientifiques, où de tels outils permettraient un contrôle ultra précis du positionnement de nano objet.

La seule façon d'augmenter les forces de gradient est de réduire significativement la taille du mode optique. Ceci est permis par l'utilisation des ondes évanescentes. En effet il est possible de confiner une onde évanescente dans des volumes fortement sub-longueur, i.e., inférieur à λ^3 . C'est ici tout l'art de la nanophotonique et de la plasmonique.

Cette onde non propagative existe par exemple à l'interface de deux matériaux d'indices différents lors d'une réflexion totale. La nature exponentielle de ce type d'onde est un facteur important car il permet

d'obtenir de fort gradient aux interfaces et de générer des forces de gradient qui permette de maintenir l'objet proche de la surface.

Kawata et al ont démontrés expérimentalement le piégeage de particules micrométriques sur une surface excitée par réflexion totale [43]. La pression de radiation étant non nulle, les particules se déplaçaient le long de la surface (Figure 6a). Sur cette base furent développées des techniques de transport de particules micrométrique sur guides d'ondes (Figure 6c). On peut ainsi déplacer des particules diélectriques de $2\mu\text{m}$ de diamètres à $15\mu\text{m/s}$ avec une puissance optique dans le guide de 20mW [44][45]. Pour immobiliser les objets, l'approche la plus simple consiste à créer une onde stationnaire à l'aide d'un montage interférométrique. Ainsi, il est possible d'obtenir une multitude de pièges évanescents (Figure 6b)[46][47][48] localisé sur les maxima de champs.

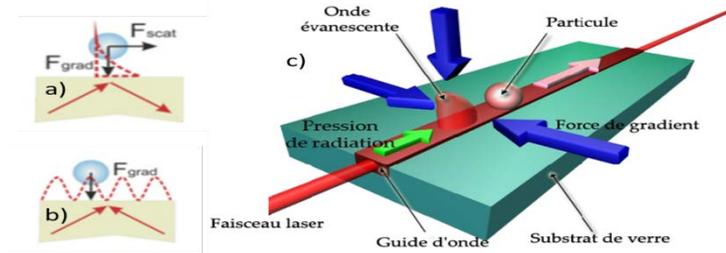


Figure 6 : Quelques techniques utilisant le champ évanescent. a) Piégeage et transport de par réflexion totale. b) Système d'ondes stationnaires à l'aide de faisceaux contrapropagatifs c) Guide d'onde.

Réduire le volume de confinement est une condition nécessaire mais pas suffisante. Il faut aussi que l'amplitude des gradients d'intensités soit important pour que les puits de potentiels générés soient suffisamment profonds. Concernant les approches de réflexion totale, le processus de génération d'ondes évanescentes est très peu efficace. C'est pour cela qu'il faut des puissances énormes pour générer des pièges localisés de l'ordre de $10k_B T$. L'utilisation de nanostructures permettant d'amplifier et confiner le champ furent développées pour ce type d'application.

Ces dix dernières années de nombreux articles montrent théoriquement l'avantage que peuvent avoir le confinement et l'amplification du champ électromagnétique permis par les nanostructures métalliques et diélectriques. En particulier à l'extrémité de pointes métalliques [49][50], de nano-antennes plasmoniques [51][52], de cavités à cristaux photoniques[53][54][55] ou de résonateurs à anneaux [56]. Ces dispositifs peuvent théoriquement piéger des nanoparticules jusqu'à une taille ultime d'une dizaine de nanomètres.

Les démonstrations expérimentales du piégeage à l'aide de nanostructures est quant à lui très récent. Très peu de papiers expérimentaux étaient sortis au début de nos travaux de recherche, indiquant une certaine difficulté à mettre en application de tels dispositifs. Aujourd'hui la littérature c'est considérablement enrichi notamment concernant les nanostructures plasmoniques[42]. Avant d'explicitier notre concept nous allons présenter ici quelques travaux expérimentaux remarquables. Nous allons les distinguer deux catégories les micro et les nano pincas optiques. Les nano pincas optiques confinent les particules dans des volumes nanométriques, tandis que pour les micro-pincas optiques, il y a au moins une des dimensions qui est de taille micrométrique.

1.3.1 Micro Pince Optique

Le travail le plus remarquable en terme de micro pince optique et celui de l'équipe de Crozier [57]. Il utilise un résonateur à anneaux pour amplifier localement le champ, et ainsi piéger et déplacer une particule diélectrique d'un micromètre de diamètre. En effet, cette structure génère un fort puits de potentiel 2D dans l'axe transverse à la direction de l'onde et confine la particule sur le guide. La troisième dimension est micronique car elle est de la taille de l'anneau. La particule confinée sur le guide subit aussi la pression de radiation du champ évanescent provoqué par les réflexions de l'onde propagative circulant dans l'anneau. Il la pousse, lui faisant faire le tour avec une fréquence de quelques hertz ($100\mu\text{m/s}$) le tout avec une puissance relativement faible de 3mW. La figure 7 représente l'essentiel de ce travail. En mesurant la transmission du guide d'onde permettant de coupler l'anneau (Figure 7a), on obtient un creux de transmission (Figure 7b) qui indique la longueur d'onde de résonance pour laquelle la quasi-totalité de l'énergie est transmis au résonateur à anneau. La figure 7c donne ensuite la trajectoire de la particule micrométrique, qui comme on le voit, suit clairement l'anneau. Enfin l'histogramme suivant un axe transverse est reporté sur la figure 7d montrant le caractère nanométrique du puits suivant cet axe. On note qu'une variance de 50nm dans ce cas (puissance de 4,5mW) nous indique un puits de potentiel maximal de $25K_b T$ et montre une amélioration de l'efficacité de piégeage importante.

Ce travail montre ainsi l'efficacité d'utiliser des structures amplificatrices du champ évanescent, ainsi qu'une application intéressante des micros anneaux dans le domaine des pincas optiques. Toutefois, malgré la profondeur du puits de potentiel, la démonstration de piégeage de particules nanométriques n'est pas démontrée et l'ensemble des autres travaux se ba-

sent sur des structures plasmoniques ou des cavités photoniques, qui peuvent générer des puits de potentiels 3D.

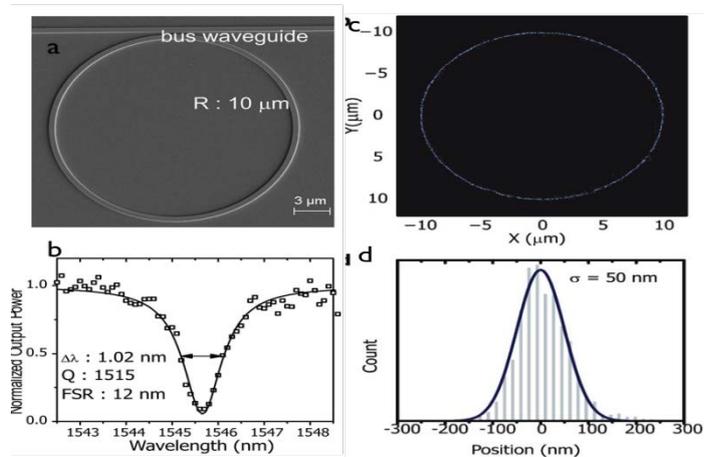


Figure 7 : Piégeage d'une particule de $1\mu\text{m}$ de diamètre le long d'un résonateur à anneau. a) Image MEB de la structure, b) Résonance et facteur de qualité de la structure, c) Positions successives de la particule le long de l'anneau. d) histogramme des fluctuations de la particule dans le plan transverse d'après [57].

1.3.2 Nano Pince Optique

Nanostructures plasmoniques

Ces nanostructures utilisent les résonances plasmoniques (oscillations collectives des électrons libres à la périphérie d'un métal) pour contrôler la lumière à des échelles nanométriques. En se couplant avec des ondes propagatives, ces nanostructures concentrent et localisent le champ électromagnétique en des points chauds dans un volume bien inférieur à la longueur d'onde. Cela a pour conséquence d'augmenter simultanément le confinement et la profondeur du puits de potentiel, fonctionnant comme des nano lentilles ayant de fortes ouvertures numériques.

Un des premiers travaux initié dans l'équipe de R. Quidant [58] porte sur l'utilisation de microdisques d'or. Ces microdisques présentent une amplification d'un facteur 40 du champ électromagnétique lorsqu'ils sont excités en réflexion totale[59](Figure 8a). Righini et al. [58]montre le piégeage de particules diélectriques de $2,4\mu\text{m}$ de rayon dès que l'une d'entre elles se rapproche près d'un microdisque de diamètre équivalent (Figure 8b). L'intensité utilisée est de plus d'un ordre de grandeur inférieure à une pince optique conventionnelle pour une même taille de particule, et permet donc en utilisant un faisceau défocalisé d'exciter plusieurs $\mu\text{disques}$ en même temps pour piéger parallèlement les particules (Figure

8c). Ce type de nanostructure ont pu être directement intégré dans un système microfluidique pour piéger des cellules [60].

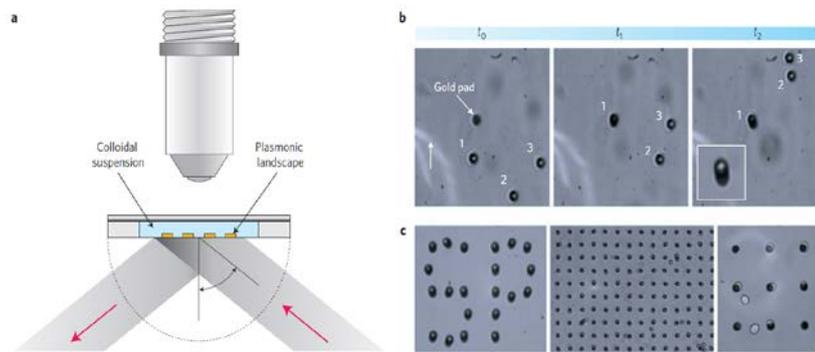


Figure 8 : Piégeage par l'intermédiaire de microdisque d'or excité en réflexion total par l'intermédiaire d'un faisceau défocalisé sur une zone de $100\mu\text{m}^2$ (10^7Wm^{-2}) a) Dispositif expérimental b) Images de piégeages unique et c) parallèles. D'après [58].

Pour générer des plasmons de surfaces, il faut des dimensions au minimum de l'ordre de μm – Pour exister ils doivent se propager. Pour contourner cette limite, il a fallu utiliser des plasmons localisés. On peut les créer par le fort couplage entre deux nanostructures métalliques séparées de quelques nanomètres. A la différence des plasmons de surfaces, ils ont une fréquence de résonance qui dépend de la géométrie des nanostructures. Par exemple, on peut utiliser les nano-antennes papillons, qui permettent un confinement nanométrique de la lumière. Ces nano antennes montrent un fort potentiel pour amplifier les interactions lumière matière[61][62][63].

Un travail intéressant [64] montre l'efficacité d'un réseaux de nano antennes sur le piégeage de particules. L'illumination se fait sous incidence normal par l'intermédiaire d'un objectif à longue distance de travail (NA 0,6) illuminant au moins 9 nano antennes, immergé dans une solution contenant des particules diélectriques de 0,5 ; 1 ; 1,5 μm . Ce travail reporte une efficacité de piégeage amélioré d'un facteur 20 par rapport aux pinces conventionnelles à fort NA (1,2-1,4).

Un travail pionnier de piégeage à l'aide de nano antennes est celui de Grigorenko[65]. Tout l'intérêt de cette approche est reporté sur la figure 9. Elle montre simplement la différence existant sur le piégeage d'une particule en polystyrène de 200nm avec ou sans l'influence d'une nano antenne constitué de deux cylindres d'or. Il apparait clairement que la particule est bien plus localisée dans le second cas la constante de raideur passe de 10 à 1300 pN/ μm indiquant une diminution significative de la largeur du puits de potentiel par rapport à celle obtenue en limite de diffraction. Un point expérimental important à préciser : Cette expérimentation a été réali-

sée dans l'huile et la puissance optique utilisée est de l'ordre du Watt à la limite de détérioration des dispositifs.

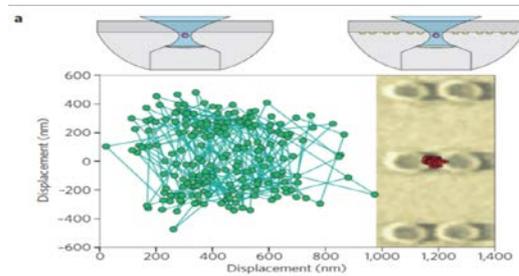


Figure 9 : Trajectoires de particules de polystyrène de 200nm piégée a) avec une pince optique conventionnelle b) par une nanoantenne. D'après [65].

Une autre avancé importante fut celle réalisée dans l'équipe de O. J. Martin[66]. Il s'agit ici de nano antennes à base de bâtonnets d'or. Ce travail démontre le piégeage de nano particules d'or de 10nm dans l'entrefes de la nanoantenne. Le montage représenté sur la figure 10 représente un objectif à forte ouverture numérique qui permet d'exciter la nano antenne en réflexion total. Il convient de noter que pour détecter la présence de nanoparticules, il suffit de mesurer le spectre de réflectivité. La présence des nano particules induit un décalage spectral de la résonance plasmonique qui permet de remonter à la fois à la détection du piégeage et au nombre de nanoparticules piégées. Il faut souligner que l'utilisation de particule d'or augmente significativement (facteur proche de 10) les forces optiques générées et que la densité puissance du faisceau excitateur est de $2.10^9 W.m^{-2}$.

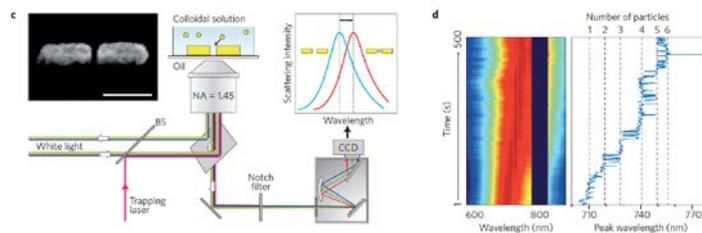


Figure 10 : Piégeage de nano particule d'or de 10nm dans l'entrefes de la nano antenne : dispositif expérimental et spectre de réflectivité en fonction du temps [60].

Cette étude montre ainsi une particularité importante de ces dispositifs. Comme ils sont extrêmement sensibles aux variations de l'environnement, la détection de la présence de nanoparticules peut se faire autrement qu'en les visualisant, mais en même temps il devient nécessaire

de prendre en compte l'influence de la particule sur le champ au centre de la nano antenne.

Ce travail comme celui de Grigorenko valident clairement l'utilisation de nano antennes pour aller au-delà des pinces optiques « classiques ». Néanmoins, pour arriver à piéger des particules de l'ordre d'une dizaine de nm il faut toujours des puissances importantes qui peuvent entraîner de grave dommage thermique.

Ce dernier obstacle a été franchi par l'équipe de R. Quidant en introduisant le concept de « Self Induced Back Action » SIBA[67] [68]. Jusqu'alors les nano particules étaient considérées comme de simple perturbation du champ électromagnétique où l'approche via les forces de gradient et de pression était applicable. Dans le cas de nanostructures plasmoniques les volumes des modes peuvent être si faible que la présence d'une simple nano particule perturbe fortement le champ. Ici, l'approche par perturbation n'est plus appropriée. Il y a une rétroaction entre la nano particule et le champ du composant. Comme la particule participe au mode plasmonique, sa présence génère une variation importante de l'intensité du champ plasmonique qui en retour crée une force optique exacerbée.

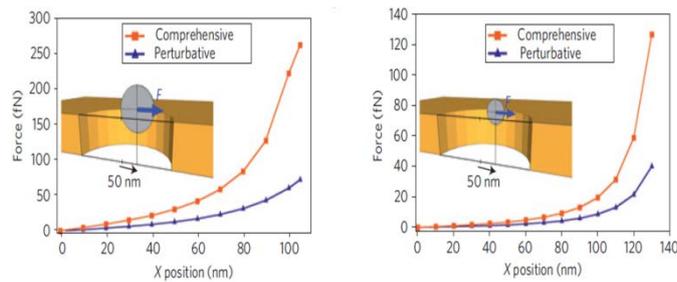


Figure 11 : Comparaison d'une méthode rigoureuse (FDTD) avec une approche perturbative de la force induite sur une particule de 100 et 50 nm produit par une nano ouverture[67].

Une conséquence importante est l'augmentation des forces optiques. En particulier, cette équipe montre le piégeage de particule diélectrique de 100 et 50nm en utilisant une puissance de 1mW. Ce qui représente un gain de deux ordres de grandeurs par rapport aux pinces conventionnelles. Sur la figure 11 est représentée la comparaison entre un calcul rigoureux de la force optique dans ce type de piège et une approche perturbative. Pour une particule de 50nm on voit clairement que l'approche perturbative sous-estime la force jusqu'à un facteur 4 et que celle-ci ne devient importante que lorsqu'elle s'éloigne du centre du piège. De plus en adaptant le volume du mode plasmonique à une taille de nano particule, par optimisation de la géométrie, le piège peut devenir sélectif en fonction de la taille, permettant ainsi un triage. Cette technique ouvre de nouvelles perspectives pour les Nano pinces optiques.

Cristaux photoniques

L'utilisation des cristaux photoniques, autre possibilité pour amplifier des champs évanescents, est nettement moins reportée dans la littérature. Peut-être, est ce due à l'engouement pour les nanostructures plasmoniques ces dernières années et leur relative facilité de réalisation. Néanmoins on note quelques travaux expérimentaux reportant l'utilisation de cavité photonique permettant tout aussi d'obtenir des puits de potentiel 3D.

Un premier travail reporte l'utilisation d'une cavité 1D réalisé sur guide d'onde SOI[69] (Figure 12) qui permet d'obtenir des forts facteurs de qualité Q (amplificateur du champ) dans de faible volume modal $V \sim (\lambda/n^3)$ (confinement du champ). La cavité est composée de deux miroirs à cristaux photoniques (Figure 12a) où s'établit une onde stationnaire dont les maxima constituent un site de piégeage de microparticules.

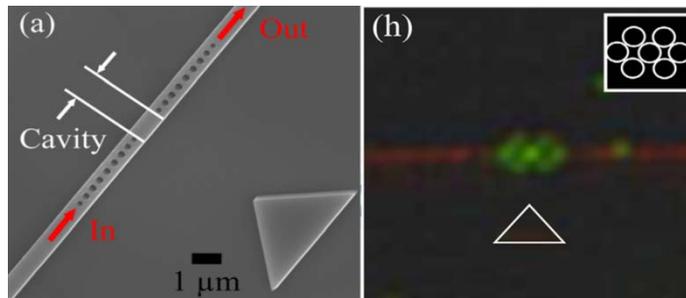


Figure 12 a) Image MEB d'une cavité 1D sur guide d'onde SOI b) Démonstration du piégeage de particules de 1µm de diamètre d'après [69].

En couplant cette cavité par l'intermédiaire du guide d'onde à la longueur d'onde de résonance, les particules passant à proximité de cette dernière se retrouvent piégées par la force de gradient générée par le champ évanescent de la cavité. La force de liaison et la force de gradient fait qu'au fur et à mesure que des particules se retrouvent prises au piège, elles s'assemblent les unes aux autres en minimisant leur énergie donnant un assemblage longitudinal (Figure 12b). En mesurant la transmission en temps réel, il s'avère que le facteur de qualité ($Q \sim 1600$ dans l'eau) ne se trouve pas perturbé par la présence des particules. Une puissance d'au moins 300µW dans le guide suffit pour les piéger efficacement sur des temps long.

Un autre travail remarquable est représenté sur la figure 13[70]. Il utilise une cavité 1D confinée par deux miroirs à cristaux photoniques sur un guide d'onde en nitrure de silicium. Au centre de cette cavité est réalisé un nanotrou permettant d'obtenir un facteur de qualité $Q \sim 5000$ dans un vo-

lume modale de $V \sim 4,4(\lambda/n^3)$. Ce travail reporte ainsi le piégeage d'une particule de 22nm durant 8 secondes. L'histogramme de la position de cette particule indique une variance des fluctuations de l'ordre de la particule. Il y a donc un ultra confinement du champ grâce à ce nanotrou.

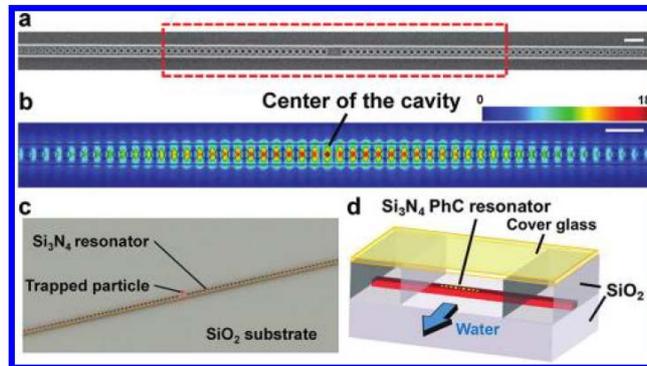


Figure 13 : Cavité 1D sur nitrure pour le piégeage a) image MEB b) carte de champ du mode de cavité c) image du piégeage d'une particule d) Schéma du dispositif fluidique. D'après [70].

Il est cependant difficile de remonter précisément à la puissance dans la cavité, néanmoins la preuve est faite que les cavités à base de cristaux photoniques ont un potentiel certain pour générer des puits de potentiel étroit et profond pour piéger efficacement des nanoparticules. A cela nous notons que le caractère diélectrique du composant n'entraîne pas une augmentation de chaleur comme c'est le cas avec les nano antennes.

1.4 Notre Approche

Nous avons vu dans précédemment deux approches en micro-nanophotonique pour créer des pinces optiques efficaces. La première approche développée par Crozier utilise des cavités étendues tel que des micro-annaux et utilise les résonances pour amplifier le champ. La seconde approche telle développée en plasmonique utilise des nano cavités qui vont confiner de manière ultime le champ.

Comme on le voit sur la figure 14, les cavités étendues font quelques microns. Elles possèdent un fort facteur de qualité qui permet d'obtenir des forces de gradients importantes suivant deux dimensions grâce au champ évanescent le long du guide d'onde 3D. La troisième dimension étant micronique (le long du disque). Cela permet de piéger une ou beaucoup de particules de l'ordre du micromètre. Les « petites » cavités tel que les nano antennes ou les cavités à cristaux photoniques qui sont submicroniques permettent une énorme amplification du champ dans un faible

volume modale. Ces structures génèrent ainsi un réel puits de potentiel 3D de quelques dizaines de nanomètres par dimension. Elles offrent la possibilité de piéger une ou quelques nanoparticules.

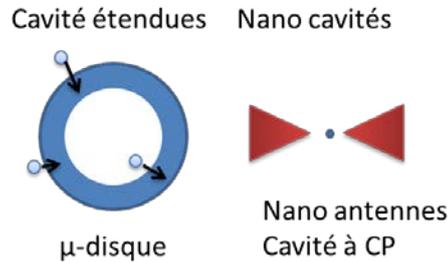


Figure 14 : Schéma des deux types de cavités utilisées pour le piégeage

Dans notre projet nous souhaitons regrouper les avantages que permettent ces deux types de configuration. Obtenir des puits de potentiels 3D sur une grande surface. Cela permet d'augmenter la surface de collection et réaliser du piégeage parallèle. Nous nous sommes fixés comme contrainte que l'excitation de cette structure doit pouvoir être réalisé de manière efficace à l'aide d'un faisceau gaussien dont la direction de propagation est perpendiculaire au substrat (Figure 15).

On souhaite donc étudier une microcavité 2D qui consiste en une hétérostructure pouvant confiner des modes de Bloch lent, lorsque celle-ci est excitée sous incidence normale par un faisceau gaussien. Ces modes de Bloch permettront ainsi de générer de nombreux puits de potentiels 3D sur une grande surface de collection pour augmenter la probabilité de collecter une particule. Elles peuvent aussi piéger un grand nombre de nanoparticules.

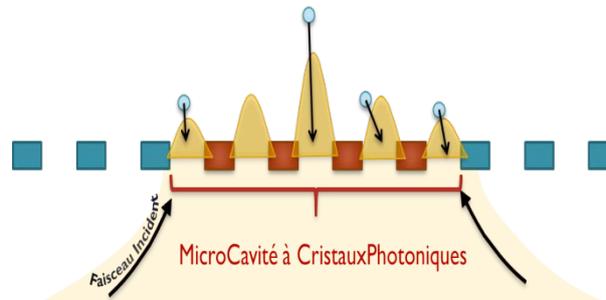


Figure 15 : Représentation schématique des structures générant des modes de Bloch lent pour le piégeage optique de nano particules.

L'utilisation du mode de Bloch lent permettra de renforcer considérablement le champ électromagnétique au niveau de la cavité. De plus, la facilité d'adressage de ce type de structure nous permet de l'utiliser sur un banc expérimental de pinces conventionnelles, ceci sans objectif à forte ouverture numérique.

L'objectif de ce travail de thèse a consisté en la mise en œuvre et la démonstration expérimentale de cette nouvelle approche. Ce travail a comporté deux étapes principales. Dans un premier temps nous avons dû mettre en place le dispositif expérimental de mise en évidence du piégeage optique. La seconde étape a porté sur la démonstration expérimentale du piégeage via ces structures.

1.5 Conclusion

Dans ce chapitre introductif de notre travail de thèse, nous avons tout d'abord présenté les principes de forces optiques. Celles-ci sont induites par la variation de la quantité de mouvement de la lumière lorsque celle-ci traverse de la matière. Nous avons montré que cette force peut être décomposée en deux termes : la pression de radiation et la force de gradient. Le premier est proportionnel à l'intensité lumineuse et est dirigé dans le sens de propagation du faisceau. Le second dépend du gradient de l'intensité et tend à attirer l'objet piégé vers la zone d'intensité maximal si celui-ci possède un indice réfractif supérieur au milieu.

Ainsi en utilisant un objectif à forte ouverture numérique, on peut piéger un objet au point de focalisation. Nous avons montré que ces pincés optiques conventionnelles présentaient des limitations liées à la nature ondulatoire de la lumière. Celles-ci imposent des contraintes importantes quant à l'efficacité de piégeage pour les nanoparticules.

Un état de l'art des approches micro- nanophotoniques permettant d'aller au-delà de ces limitations a été fait. Il s'appuie sur la structuration de champ évanescent par trois grandes approches :

- L'utilisation de micro cavité à base de guides d'ondes comme les microdisques
- Les approches plasmoniques utilisant des résonances localisées à l'échelle nanométriques
- Les structures à base de cristaux photoniques.

Finalement, nous avons présenté l'approche que nous comptons développer dans le cadre de cette thèse. Celle-ci s'appuie sur la réalisation de microcavité à base de mode de Bloch lent permettant la génération de puits 3D étendu. L'objectif de ce travail de thèse a été la validation expérimentale de cette approche. Celui-ci comporte deux parties principales :

- La mise en place d'un banc expérimental performant pour l'étude du piégeage optique.
- L'étude expérimentale des composants à base de cristaux photoniques et la démonstration du piégeage optique.

Chapitre 2

Dispositif Expérimental

2.1 Introduction

Dans ce chapitre nous présentons le dispositif expérimental qu'il a fallu mettre en place pour réaliser notre étude. Le développement et la mise au point de l'instrumentation pour le piégeage optique ont constitué une part importante du travail dont ce manuscrit fait l'objet. Pour cela nous avons construit un banc optique, interfacé les instruments, et développé des applications logicielles pour analyser les données.

Pendant toute la conception de l'appareillage, nous avons essayé de garder une certaine flexibilité pour incorporer en fonction des besoins de nouvelles fonctionnalités. Deux éléments importants ont présidé à sa construction : Le développement d'un système optique permettant d'exciter les nanostructures photoniques et la conception d'un système d'imagerie pour suivre les nanoparticules.

Pour pouvoir positionner le dispositif photonique par rapport au faisceau d'excitation il est important d'utiliser des micro/nano-positionneurs. Finalement, il a aussi fallu gérer le pilotage et l'acquisition des données de façon informatique pour réaliser des mesures précises et reproductibles.

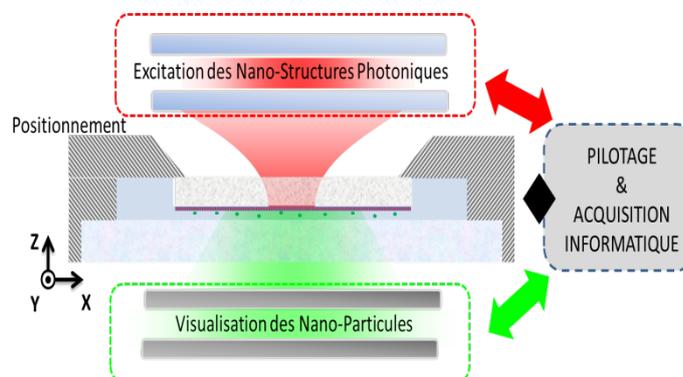


Figure 16 : Présentation schématique du banc expérimental : en rouge est reportée la partie correspondant à l'excitation du composant photonique et en vert le système de visualisation.

Sur la Figure 16 : Présentation schématique du est schématisé le dispositif expérimental qui n'est rien d'autre qu'un double microscope inversé. Notre approche pour développer ce banc expérimental s'appuie sur trois parties distinctes :

- Développement d'un microscope inversé utilisé pour la visualisation des nano particules
- Conception d'un banc d'excitation des résonances photoniques pour le piégeage

- Acquisition et pilotage informatique

2.2 Dispositif de visualisation

Pour les études de piégeage optique, il est nécessaire d'utiliser un dispositif qui va permettre de visualiser et déduire la trajectoire de particules en milieu fluide. Comme ces particules peuvent être de dimensions nanométriques, nous avons pris le parti d'utiliser des nanoparticules fluorescentes pour les repérer le plus précisément possible. Cette observation s'appuie sur un microscope inversé et l'utilisation de caméra sensible et rapide.

2.2.1 Principe de base du microscope

Un microscope est un système constitué par deux lentilles convergentes qui permettent un agrandissement contrôlé de l'image de l'objet, tel que nous pouvons le voir sur la Figure 17.

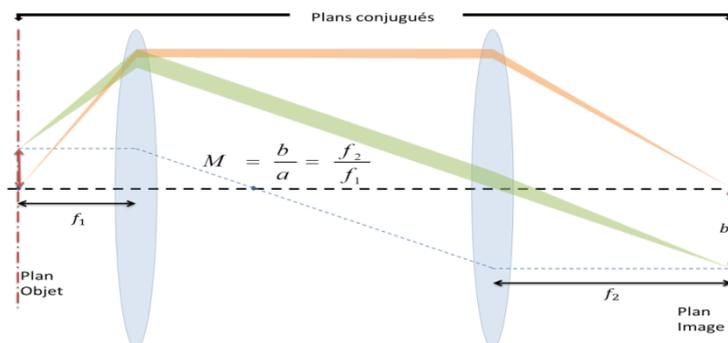


Figure 17 : Schéma de principe d'un microscope.

La première lentille est un objectif corrigé à l'infini de distance focale f_1 la seconde est la lentille de tube de distance focale f_2 . Dans ce cas l'objet à observer se situe dans le plan focal de l'objectif (plan objet) et les rayons issus de cet objet sont forcément collimatés. La lentille de tube ou l'oculaire est quant à lui placé sur le trajet de ce faisceau collimaté et va donner lieu à une image dans le plan focal f_2 (plan image).

En faisant l'approximation de l'optique géométrique, le grossissement est tout simplement le rapport f_2/f_1 . Ce rapport ne dépend pas de la distance entre les deux lentilles. Seule la qualité de l'image peut être légèrement affectée si la lentille de tube est trop près ou trop loin de l'objectif. On montre qu'il y a une distance optimale entre l'objectif et l'oculaire, donné par le constructeur d'objectifs (Figure 18). Pour des distances infé-

rieurs on introduit des distorsions en périphérie de l'image (Figure 17 : faisceau vert dévié non correctement par l'oculaire) et pour des distances supérieures on perd de l'énergie lumineuses ainsi que des fréquences spatiales (Figure 17 : trajectoire du faisceau vert en dehors de l'oculaire).

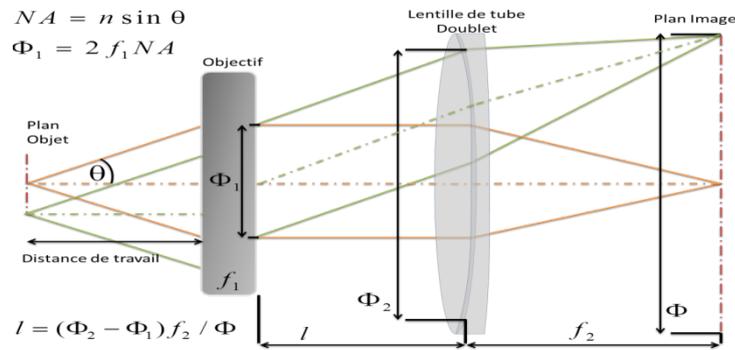


Figure 18 : Placement approximatif de la lentille de tube donné par le constructeur d'objectifs en fonction de la taille des éléments optiques pour la visualisation.

Cette distance optimale dépend notamment de la taille des optiques et du capteur. Pour un objectif x20, elle est de l'ordre de la distance focale de la lentille de tube. Il convient de noter ici, que le grandissement donné par le distributeur d'objectifs corrigés à l'infini, l'est pour des oculaires de focale $f_2=200\text{mm}$.

Résolution

Jusqu'à présent nous avons considéré le modèle d'optique géométrique (la taille des objets considéré est très grande devant la longueur d'onde d'observation). Ce modèle ne peut rendre compte des limitations en résolution imposé par la nature ondulatoire de la lumière. La résolution est défini comme étant la séparation minimum entre deux objets, pouvant être détectable sur l'image, tel qu'on le voit sur la Figure 19.

La diffraction associée à une longueur d'onde finie fait qu'un point objet donne une tache image qui dépend des caractéristiques du système d'imagerie. Si deux points objets sont à une distance l'un de l'autre inférieur à la résolution, alors leur tâche image respective se chevaucheront donnant l'impression d'imager un objet unique.

Pour caractériser cela, on définit la réponse impulsionnelle d'un système d'imagerie ou PSF (Point Spread Function) qui est le produit de convolution d'un point source avec la réponse du système. Dès le moment que les objets sont plus petits que la limite de diffraction de l'objectif utili-

sé, on perd toute information sur la taille et la géométrie de ces objets. Une nanoparticule plus petite que la longueur d'onde d'observation est équivalente à un point diffracté. La lumière émise par cette particule révèle la PSF du microscope. Quel que soit la taille de l'objet son image aura toujours la même taille, celle de la PSF et, est défini par :

$$PSF(r) = \left(\frac{2J_1(ru)}{r} \right)^2 \quad (1.13)$$

Avec $u = 2\pi NA/\lambda$, r la position à l'origine, J_1 la fonction de Bessel d'ordre 1, λ la longueur d'onde d'observation, et NA l'ouverture numérique défini par $NA = n \sin(\theta)$, n l'indice de réfraction du milieu environnant et θ le demi-angle maximal entre l'axe optique et le faisceau marginal pouvant être récupéré par l'objectif.

L'image d'un point source est donc une fonction d'Airy. Le premier minimum apparaît pour :

$$r = 0,61 \frac{\lambda}{NA} \quad (1.13)$$

La résolution est donc la distance entre le maximum de cette fonction et le premier minimum. Autrement dit, deux points donneront comme image deux disques d'Airy (si l'on se place dans le plan transverse) séparable si et seulement si le maximum de l'une des PSF soit au plus au premier minimum de l'autre comme sur la Figure 19 (aussi connu sous le nom de critère de Rayleigh). Plus l'ouverture numérique est importante plus la résolution est importante.

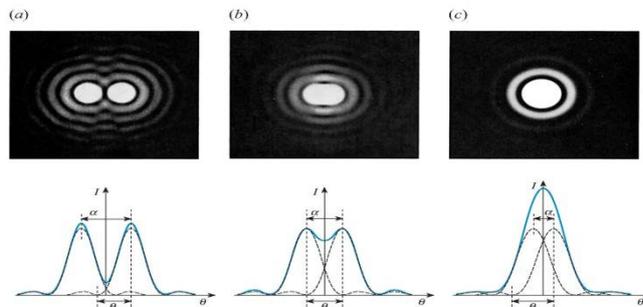


Figure 19 : Tache d'Airy pour deux objets dont la séparation est a) plus grand que la résolution b) en limite de résolution et c) plus petit que la résolution

Aberrations

Nous avons quantifié précédemment la PSF idéale d'un système d'imagerie ne tenant compte que de la nature ondulatoire de la lumière, il faut noter qu'il y a d'autres sources de dégradation de la PSF dans le cas d'un microscope réel. Les deux principales sources de distorsions de la PSF sont les aberrations de natures géométriques et chromatiques.

Les aberrations chromatiques d'une part, génèrent des plans focaux différents en fonction de la longueur d'onde d'observation car généralement les indices de réfractions des optiques utilisées sont dépendants de la longueur d'onde.

Les aberrations géométriques d'autre part, sont quant à elles liées à la géométrie où à l'alignement des dioptries se trouvant sur le chemin optique. L'astigmatisme, le Coma, où les aberrations sphérique peuvent engendrer des distorsions importantes sur la PSF, réduisant dramatiquement la résolution globale du système de visualisation.

Il est donc important en pratique de chercher à minimiser ces aberrations. Elles peuvent être (partiellement) corrigées par associations de lentilles et traitements de surfaces adaptées. Il est donc nécessaire de choisir des optiques en fonction des gammes de longueurs d'onde de travail, et d'utiliser des doublets achromatiques au lieu de lentilles minces. Le choix d'objectif Plan Apo est essentiel si l'on cherche à obtenir la meilleure résolution possible. Le soin apporté à l'alignement doit être maximal.

2.2.2 Fluorescence

Nous avons parlé pour l'instant de résolution sans parler de l'illumination. En microscopie classique, imager des objets inférieurs à la résolution impose un contraste d'indice important entre l'objet et le milieu environnant. Si ce n'est pas le cas il faut alors utiliser d'autres techniques en structurant l'illumination par réflexion total[71] ou par champs sombre [72]par exemple. Cependant, ces techniques nécessitent des temps d'observations difficilement tolérable pour faire du suivi de particules. La solution choisie est donc d'utiliser des objets fluorescents qui émettent de la lumière.

Principe :

La fluorescence permet d'obtenir un contraste élevé sur fond noir. Les nanoparticules fluorescentes que nous avons utilisées émettent dans le vert.

Cette fluorescence peut être expliquée à l'aide du diagramme de Jablonski (simplifié) représenté sur la Figure 20. On peut considérer un système à trois états (S_0 , S_1 et S_1'). Un photon de haute énergie est absorbé par le système, en l'occurrence les fluorophores présent dans la particule (en polystyrène dans notre cas) en excitant un électron de $S_0 \rightarrow S_1'$ (1). Celui-ci thermalise en passant de $S_1' \rightarrow S_1$ (2) puis se désexcite en passant

de $S_1 \rightarrow S_0$ son état fondamental(3). En se de-excitant le fluorophore engendre un photon de moins grande énergie. On peut voir ces transitions sur les spectres d'absorption et d'émission de la même figure. Les particules utilisées dans notre étude, absorbent de façon maximale les photons avec une longueur d'onde proche de 473nm, puis elles réémettent des photons aux alentours de 508nm. L'écart entre ces deux pics est appelé décalage de Stokes.

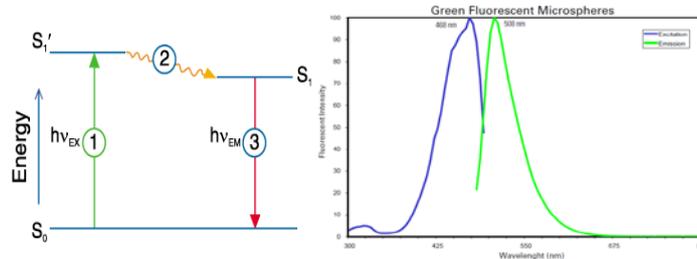


Figure 20 : Schéma de principe de la fluorescence et spectre d'excitation et d'émission des billes en polystyrène utilisés durant notre sujet.

Epifluorescence :

La technique d'Epifluorescence a été largement développée dans les années 90. Elle est en grande partie à l'origine de l'essor des études en biophysique à l'échelle de la molécule unique. L'excitation est réalisée en champ large avec un faisceau collimaté au plan focal d'observation (Figure 27).

Pour la visualisation, un jeu de filtres permet d'éliminer le faisceau pompe et de ne recueillir que la fluorescence. Ceci permet d'avoir un contraste maximal.

Blanchiment :

Un fluorophore à un cycle de fluorescente finie $\approx 10^5$. Passé ce nombre, la molécule devient non fluorescente et s'éteint complètement. On dit qu'elle blanchit. Une particule qui contient un ensemble de fluorophores verra son intensité décroître de manière continue ou par palier au fur et à mesure que chaque molécule s'éteint. Plus la particule possède de fluorophores plus sa fluorescence durera dans le temps. En augmentant la puissance d'excitation, on réduit d'autant la durée totale de la fluorescence. Il est donc nécessaire de toujours chercher à utiliser l'intensité d'excitation minimum pour obtenir le niveau de contraste voulu, afin de maximiser la durée de vie des particules fluorescente et éviter le blanchiment durant l'expérience.

On montre expérimentalement que ce phénomène est important pour des particules de diamètre de 100, 200 voire 500 nm contrairement aux particules plus grosses de 1 ou 2 μm . A titre d'exemple, pour obtenir un rendu identique en terme de contraste d'une particule de 200nm par rapport à une particule 1 μm , (à temps d'intégration de la caméra identique) sa durée de vie est réduite à quelque secondes, alors que celle de 1 μm dure plusieurs dizaines de minutes. C'est pourquoi comme nous le verrons plus loin, afin de maximiser la durée des mesures, on cherchera à se mettre à un niveau de contraste tel que nous sommes juste supérieur au rapport signal sur bruit limite nécessaire à l'analyse d'image, pour garantir une visualisation sur quelques minutes.

2.2.3 Choix et performances des objectifs

Nous allons dans ce paragraphe présenter et motiver le choix des objectifs du microscope qui ont été utilisés pour ce banc expérimental. Ce choix a été dicté par des contraintes géométriques et spectrales, qui ont forcément un impact sur la résolution.

La contrainte géométrique est donnée par la distance minimale souhaitée entre l'objectif et l'objet. Pour des raisons d'encombrement nous avons souhaité que cette distance soit la plus grande possible.

En ce qui concerne le domaine spectral, celui-ci est très étendue puisqu'il s'étend du visible (observations de la fluorescence des nanoparticules) jusqu'au proche IR (minimiser les pertes lors de l'excitation et visualiser les modes optiques de la structures photoniques). Il nous est apparu que les seules objectifs commerciaux disponibles sont ceux fournies par Mitutoyo. Ces objectifs de très hautes qualités optiques (plan Apo) ont la particularité d'avoir une grande distance de travail, ainsi que d'être corrigés des aberrations chromatiques dans la gamme 400nm 1800nm. Le tableau 1 reporte les paramètres optiques principaux des objectifs utilisés sur notre banc optique.

Mitutoyo	NA	WD[mm]	f[mm]	R[μm]	DF[μm]
M plan Apo					
NIR x5	0,14	37,5	40	2	14
NIR x10	0,26	30,5	20	1,1	4,1
NIR x20	0,4	20	10	0,7	1,7
NIR x50	0,65	10	4	0,42	0,65

Tableau 1 Caractéristiques principales des objectifs utilisés sur notre banc optique. NA représente l'ouverture numérique, WD la distance de travail, f la distance focale, R la résolution, et DF la profondeur de champ.

On remarquera que la résolution augmente avec l'ouverture numérique en même temps que la profondeur de champ diminue. Notons aussi, que contrairement aux lentilles, la distance du plan objet, par rapport à l'objectif est donné par la distance de travail et non la distance focale.

La Figure 21 quant à elle donne le spectre de transmission de différents modèles d'objectifs en fonction de la longueur d'onde. Seul le NIR x100 est représenté ici. On montre cependant que pour les objectifs de grossissement inférieur la transmission n'est pas dégradée. Ainsi nous espérons obtenir une transmission de l'ordre de 80% pour la fluorescence et d'au moins 55% pour les résonances photoniques vers $1,3\mu\text{m}$. Sur la même figure nous avons tracé la PSF théorique permise des objectifs x20 et x50.

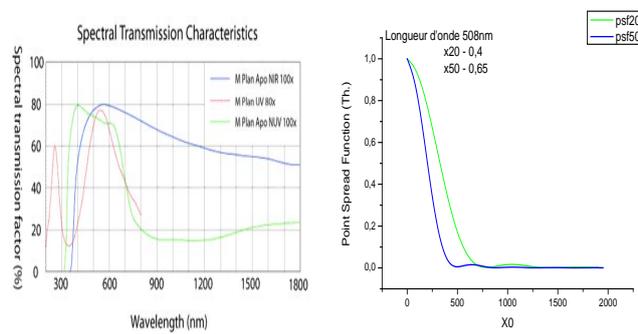


Figure 21 : Caractéristique spectrale des différents modèles d'objectifs donnés par Mitutoyo et PSF théorique associée aux objectifs x20 et x50.

Nous voyons que les contraintes que nous nous imposons, ont un impact sur la résolution, principalement due aux faibles ouvertures numériques. A cela, il faut rajouter que l'utilisation de faibles ouvertures est plus robuste à la distorsion de l'environnement comme celle du à l'eau ou aux lamelles de verres contrairement aux objectifs à forte ouvertures qui doivent être obligatoirement corrigé si le spécimen est sous une lamelle et encore plus dans l'eau. Ainsi, on aura pour habitude d'utiliser principalement l'objectif x20 (NA 0,4) plutôt que l'objectif x50 (NA 0,65) dans l'eau car la netteté de l'image et la transmission sont moins dégradés. Nous verrons par la suite que dans ce cas la résolution reste acceptable pour pouvoir suivre de façon correcte des nanoparticules.

2.2.4 Imagerie

Nous avons vu précédemment le dispositif optique qui permet d'obtenir une image de nanoparticule. Maintenant il s'agit d'observer cette image à l'aide d'une caméra adapté à l'étude du piégeage optique. Le choix de la caméra est conditionné par 3 facteurs :

- La résolution en pixel de la caméra doit être suffisante pour nous permettre de positionner précisément la nanoparticule. Pour cela on utilise le critère de Nyquist qui indique qu'il faut échantillonner la PSF par au moins 2 pixels par dimensions pour récupérer toute l'information
- La sensibilité (bruit de lecture) doit nous permettre de détecter efficacement leur fluorescence à faible excitation pour éviter qu'elle blanchisse.
- La fréquence d'acquisition doit nous permettre de reconstituer dans le temps la trajectoire des nanoparticules.

Il faut savoir que ces 3 contraintes sont hélas contradictoires dans le cas des caméras. En effet, la rapidité ce fait au détriment de la sensibilité et de la résolution. Ceci était vrai jusqu'à l'avènement en 2011 de caméras scientifiques CMOS ultrarapides et ultrasensibles telle que la NEO d'ANDOR. A la vitesse de la CMOS s'ajoute un rapport signal sur bruit par unité de photons détecté équivalent dans certain cas à celui d'une EMCCD, la référence en la matière.

Rapport Signal sur Bruit d'une caméra

Une notion importante qu'il nous faut définir est le Rapport Signal sur Bruit (SNR) d'une image. Comme cette notion est utile pour définir la sensibilité d'une caméra et la précision avec laquelle on pourra déterminer la position d'un objet sur une image, nous faisons ici un bref rappel.

L'énergie focalisée sur le capteur sCMOS est discrétisée par la matrice de pixels. Chaque photon détecté est converti en électrons par rapport à l'efficacité quantique (QE) du capteur. Chaque pixel « compte » ensuite le nombre d'électrons générés et multiplie cette valeur par un gain. Ce nombre de coups ou ADU (Analog digit Unit) $[e^- / ADU]$ représente le nombre de photons détectés par le pixel divisé par le gain du capteur et l'efficacité quantique. En l'absence de photons, le nombre de coups n'est ni nul ni constant dans le temps. Il fluctue en obéissant à une loi de poisson. Les deux principales causes de ces fluctuations sont le bruit de grenaille (visible quand on observe des objets stationnaires) et le courant d'obscurité. De manière analogue en électronique on quantifie ce bruit en termes d'électrons RMS. L'erreur engendrée par ces bruits sur un ensemble de pixels est égal à l'erreur engendré pour un pixel divisé par la racine carré du nombre de pixels prit en considération. Si l'on considère une boîte comprenant n pixels centrée sur un objet lumineux, et une autre de p pixels ne contenant que le background, alors le SNR est défini par :

$$SNR = \frac{C_{on} - n \langle x_{bkg} \rangle}{\sqrt{(C_{on} - n \langle x_{bkg} \rangle) / G + n \sigma_{bkg}^2 + n \sigma_{bkg}^2 / p}} \quad (1.13)$$

Où C_{on} est le nombre total de coups dans la boîte n et $\langle x_{bkg} \rangle$ la moyenne du nombre de coups pour un pixel de la boîte p et σ_{bkg} l'écart type dans la boîte p (La valeur de σ_{bkg} prend en compte tous les processus qui contribue au bruit) et G le gain du capteur. L'estimation du SNR pour un pixel est déterminée en prenant la valeur du pixel pour C_{on} et $n = 1$.

Caméra ANDOR NEO

Cette caméra est développée par la société ANDOR, typiquement pour des applications comme le suivie de marqueur biologique à l'intérieur des cellules. Elle utilise un nouveau capteur de 5,5Mpixels de 6,5 μ m de côté, idéal pour les applications de microscopie. Cette taille de pixels nous permet déjà d'échantillonner au mieux la PSF du système. De plus les caméras sCMOS peuvent contrairement à leur homologues CCD et EMCCD atteindre un nombres d'images par seconde (ips) plus important en enregistrant qu'une partie des 5,5Mpixels, avec une relation proportionnelle entre le débit et le nombre de pixels enregistrés. Ainsi cette caméra permettant déjà d'obtenir des débits en plein champs de 100ips, elle permet de monter jusqu'à 1087 ips en 128*128pixels soit une image en un peu moins de 1ms. Rappelons ici que les CCD ont un débit allant de 11 à 20ips en règle générale.

Ces débits sont intéressants uniquement si l'on détecte la fluorescence des nanoparticules avec un SNR suffisant (décroit linéairement avec le temps d'exposition) en évitant le blanchiment des fluorophores. ANDOR a donc travaillé à réduire drastiquement le bruit électronique généré par le bruit de lecture et le bruit de grenaille, d'où la dénomination de scientifique CMOS (sCMOS). Le bruit total étant exponentiellement dépendant de la température, le capteur est encapsulé sous vide et refroidi à -30°C, réduisant la génération de pixels chauds et leurs accumulations à long terme, comme nous le voyons sur la Figure 22 à -30°C le bruit reste de 1 eRMS quel que soit le temps d'exposition, alors qu'il augmente sensiblement à 0°C et est nettement plus important à +5°C. Dans notre étude nous utilisons des temps d'expositions allant de 2ms à 50ms soit de 500 à 20 ips. On voit donc bien l'importance de réduire le nombre de pixels chauds lorsque l'on cherche à imager la PSF du système.

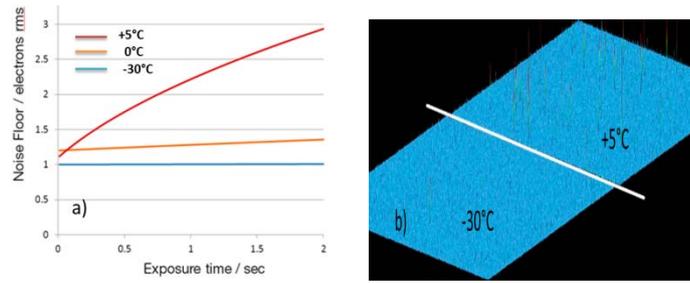


Figure 22 : Influence de la température sur la matrice de pixels. Image a) : Evolution du niveau de bruit en fonction du temps d'exposition pour différentes températures. A droite comparaison du nombre de pixels chauds à 30ms d'intégration.

La dernière et non des moindres améliorations effectuée par ANDOR, est l'électronique d'amplification affiliée à chaque pixel permise par la structure CMOS. Un système de doubles amplificateurs permet de convertir les électrons en nombre de coups de telle façon qu'un coup représente 0,6 électrons par pixels avec un bruit de lecture à 30ips de 1eRMS et de 1,4eRMS à 100ips. La dynamique obtenue est de 1230 électrons sur 11 bits et 30000 sur 16bits (QE = 0,55 ; $\lambda = 500\text{nm}$). Une CCD ayant en pleine vitesse 6eRMS. Les graphes de la Figure 23 réalisent une comparaison du SNR en fonction du nombre de photons collectés par μm^2 entre une EMCCD de pixels de $13\mu\text{m}$ et la NEO avec des pixels de $6,5\mu\text{m}$ et $13\mu\text{m}$ (regroupement de 2x2) de côté. Avec des pixels $6,5\mu\text{m}$ le SNR est divisé par au moins 2, par contre pour $13\mu\text{m}$ le SNR est supérieur à une EMCCD dès que l'on mesure $0,4\text{ photons}/\mu\text{m}^2$. En dessous de cette valeur une EMCCD reste nettement plus sensible et permet le comptage de photons unique contrairement à la NEO.

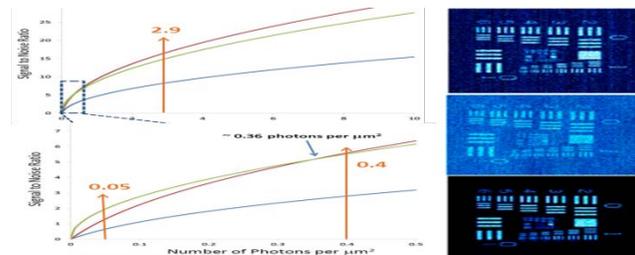


Figure 23 : Comparaison du SNR entre la NEO 1x1 pixel (bleue), la NEO 2x2 pixels (rouge) et une EMCCD (verte). En regroupant par 2x2 les pixels la NEO obtient un meilleur SNR qu'une EMCCD tant que l'on a plus de $0,36\text{ photons}/\mu\text{m}^2$. A droite une comparaison imagé pour $0,23\text{ photon}/\mu\text{m}^2$ entre la NEO (1,2 e- rms), une CCD (5 e- rms), une EMCCD (<1 e- rms).

Pour revenir à notre dispositif de visualisation, imager des nanoparticules avec l'objectif x20 de résolution $700\mu\text{m}$ n'entraînera pas plus de pertes d'informations spatiales si l'on regroupe par 2x2 les pixels et augmentera considérablement le SNR, caractéristique critique pour le suivi de particules.

2.3 Manipulation de faisceau laser

2.3.1 Introduction

Dans le dispositif expérimental pour piéger des NPs nous allons utiliser comme source des faisceaux lasers. Les structures étudiées consistant en des cavités résonantes, il nous a fallu manipuler ces faisceaux pour obtenir une taille comparable au mode de cavité. C'est toute la problématique abordée dans ce paragraphe. Nous allons présenter ici les règles de bases qui nous ont permis de réaliser un banc optique performant.

2.3.2 Faisceau Gaussien

Il faut savoir que le faisceau excitateur que nous utilisons sur notre banc expérimental est de type gaussien. Ces faisceaux sont des solutions particulières de l'équation d'Helmoltz qui définit l'approximation paraxial du champ électrique avec z la direction de propagation.

$$E(r, z) = E_0 \frac{w_0}{w(z)} \exp\left(-\frac{r^2}{w^2(z)}\right) \exp(-ikz) \exp(i\zeta(z)) \exp\left(-ik \frac{r^2}{2R(z)}\right) \quad (1.14)$$

Cette équation fait apparaître les paramètres cruciaux d'un faisceau gaussien :

- w_0 le rayon minimum du mode
- $w(z)$ le rayon du mode en fonction de z
- $R(z)$ le rayon de courbure
- $\zeta(z)$ la phase de Gouy

Ces paramètres peuvent être calculés analytiquement à partir de la longueur de Rayleigh $Z_R = \pi w_0^2 / \lambda$ qui représente la distance sur l'axe entre $z = 0$ où $w(0) = w_0$ (rayon à $1/e^2$) et $z = Z_R$ où $w(Z_R) = \sqrt{2}w_0$ soit la distance nécessaire pour doubler la surface du faisceau. On dit qu'entre $\{0; Z_R\}$ on se situe dans le champ proche du faisceau et après Z_R dans le champ lointain. De cette équation on définit les paramètres fondamentaux du faisceau gaussien récapitulés dans le Tableau 2 et que l'on représente dans la Figure 24 en unités réduites r/w_0 et z/Z_R . L'enveloppe de ce type de faisceau est gaussienne tout au long de sa propagation, mais son front d'onde évolue.

$R(z) = z \left[1 + \left(\frac{Z_R}{z} \right)^2 \right]$	$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{Z_R} \right)^2}$	$\tan \zeta(z) = \frac{z}{Z_R}$	$\tan \theta = \frac{\lambda}{\pi w_0} \approx \theta$	$M^2 = \frac{\theta \pi w_0}{\lambda}$
--	--	---------------------------------	--	--

Tableau 2 : Paramètres fondamentaux d'un faisceau gaussien : $R(z)$ le rayon de courbure, $w(z)$ distance à l'axe, ζ la phase de Gouy, θ le demi-angle d'ouverture du faisceau en champs lointain et le facteur M^2 paramètre permettant d'obtenir le taux de distorsion d'un faisceau réel par rapport à un faisceau théorique.

Dans la zone $w \approx w_0$, le diamètre est quasiment constant et l'on peut l'assimiler à une onde plane. Dans le champ lointain le faisceau tend à se comporter comme une onde sphérique. Il en ressort que si l'on veut manipuler des faisceaux sur de grandes distances, il conviendra de choisir des tailles de waist importantes pour limiter les effets de divergence caractérisé par l'angle θ . Pour se retrouver dans ces conditions il est parfois utile de recourir à des assemblés de lentilles.

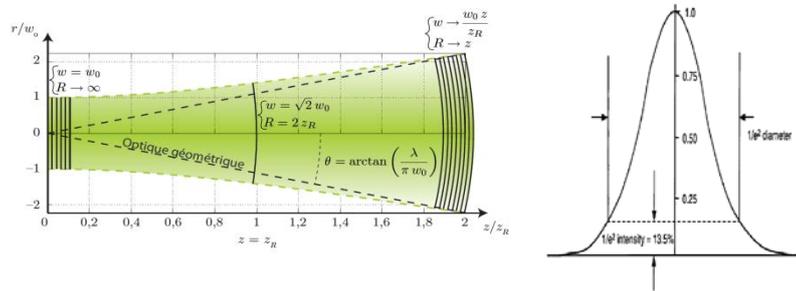


Figure 24 : Synoptique d'un faisceau gaussien. A gauche représentation longitudinale d'un faisceau normalisé par rapport à Z_R . Pour z compris de 0 à 1 (champ proche) les plans d'ondes sont considérés comme plan et au-dessus de 1 comme sphérique. A droite profil de l'intensité du faisceau normalisé à 1. w_0 est défini comme le rayon dans lequel passeraient 86,5 % de l'énergie du faisceau.

Lois de conjugaison des lentilles

Les faisceaux gaussiens sont souvent utilisés en pratique car ils possèdent la propriété de rester gaussien après le passage d'une lentille. En optique ondulatoire une lentille réalise la transformée de fourrier du faisceau qui la traverse et par conséquent un faisceau gaussien reste gaussien. Seul la taille et la position du waist évolue. Pour caractériser cela, nous définissons σ et σ' les distances respectives entre le waist objet et la focale f et le waist image et la focale f' . Par l'intermédiaire des matrices ABCD on montre que l'on obtient :

$$\sigma\sigma' = ff' + Z_R Z_{R'} \tag{1.15}$$

$$\frac{\sigma}{Z_R} = \frac{\sigma'}{Z_{R'}} \tag{1.16}$$

Ces relations démontrent que la position du waist image dépend non seulement de la position du waist objet mais aussi de sa taille. De la même façon la taille du waist image est fonction de la taille du waist objet et de sa position comme sur la Figure 25:

- Lorsque $\sigma \gg Z_R$, f est dans le champ lointain du faisceau, l'onde vue par la lentille semble donc être émise par un point source et l'on obtient $\sigma\sigma' = ff'$. On retrouve les relations de l'optique géométrique.
- Si $\sigma = 0$, contrairement à l'optique géométrique, on a aussi $\sigma' = 0$. Ainsi si l'on place le waist objet dans le plan focal objet on aura un waist image dans le plan focal image. Sa dimension sera :

$$w_0' = \frac{\lambda f}{\pi w_0} \quad (1.17)$$

Ceci nous indique que manipuler des faisceaux de « grand » Z_R par rapport aux diverses distances nous rapproche considérablement de l'optique géométrique, et l'on cherchera donc à rester dans le champ proche du faisceau pour propager les faisceaux.

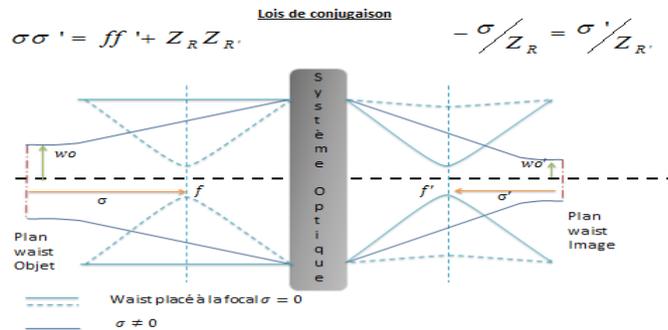


Figure 25 : Principe de la propagation d'un faisceau gaussien à travers une lentille. La taille et la position du waist image sont toutes deux fonctions de la tailles et de la position du waist objet. Si $\sigma > Z_R$ (cas bleu foncé) alors le modèle est très proche de l'optique géométrique. Si $\sigma = 0$ alors obtient un waist au plan focal image, contrairement à l'optique géométrique, même si on peut remarquer que pour des valeurs très faibles de Z_R par rapport à f le waist image est très grand donc collimaté...

Pour coupler le signal lumineux aux fibres optiques liées à nos instruments, nous avons utilisé au début de ce travail des collimateurs de distance focale de 2mm. En sortie de collimateur nous obtenions un waist de $380\mu\text{m}$ de $Z_R \approx 3,5\text{cm}$. Comme nous ne pouvions pas mettre ce collimateur à cette distance de la pupille d'entrée de l'objectif, nous ne pouvions obtenir un waist image au plan focal image de l'objectif. Il fallait donc insérer dans le trajet deux lentilles pour élargir le faisceau et augmenter la longueur de Rayleigh. Nous avons fait le choix par la suite d'utiliser des triplets collimateurs de distance focal de 12,28mm avec un waist de sortie de 1,12mm et donc un $Z_R \approx 1,24\text{m}$. Cette fois ci nous n'avons plus besoin d'intercaler des lentilles entre le collimateur et l'objectif pour obtenir une adéquation des plans focaux visible et infra rouge avec une taille de waist de l'ordre de 2,5 dans l'air pour l'objectif x20.

Notons aussi que la taille minimale du waist que l'on pourrait atteindre en remplissant la pupille arrière de l'objectif dépend de l'ouverture numérique de celui-ci [73] :

$$w_{0_min} = \frac{\lambda_0}{\pi NA} \quad (1.17)$$

Cette taille est donc inversement proportionnelle à l'ouverture numérique. Ainsi on a un rapport de 3 entre l'ouverture numérique de l'objectif x20 utilisé ici et ceux utilisés dans les pinces optiques classiques ($NA > 1,2$). Cela entraîne donc un facteur >9 sur la surface du plan focal, c'est pourquoi il nous sera difficile de pouvoir piéger efficacement des particules inférieures au micromètre.

Un autre élément important concernant les faisceaux gaussiens se trouve être leur taux de distorsion défini en champ lointain par le facteur M^2 . Ces distorsions peuvent entraîner des pertes conséquentes en termes d'efficacité de piégeage mais aussi pour l'excitation des dispositifs. L'utilisation de ces triplets permet de minimiser ces distorsions en contrepartie de la gamme de longueur d'onde utilisable. On montre qu'en utilisant ces collimateurs placés à une distance inférieure à Z_R de l'objectif on minimise du mieux que l'on peut ces distorsions.

2.3.3 Application à la manipulation du faisceau pompe de la fluorescence

Cette problématique ne s'est pas simplement posée à nous pour l'excitation des cavités mais aussi pour la fluorescence. Pour pouvoir exciter la fluorescence de nos nanoparticules nous utilisons un laser de pompe à $\lambda = 473nm$ dont la sortie fibré est de $200\mu m$ et par conséquent multimode. Souvenons-nous que pour réaliser un montage en épifluorescence il faut focaliser ce laser dans la pupille d'entrée de l'objectif avec un faible waist objet pour obtenir un waist image important. Par conséquent, il faut donc chercher à épandre le faisceau avant de le focaliser pour obtenir un angle de divergence important du faisceau au niveau de la pupille d'entrée de l'objectif. Deux lentilles suffisent à cela. La première lentille servant à donner un certain angle de divergence pour remplir la surface de la seconde, et la seconde permettant de focaliser le spot sur l'entrée de l'objectif.

Cependant comme nous pouvons le voir sur la Figure 26 à gauche le faisceau n'est pas homogène et présente des irrégularités d'intensité, à cause de la diffusion du faisceau cohérent spatialement. Les grandes cohérences spatiales font que des phénomènes d'interférences surviennent lors-

que l'on le couple à une fibre multimode, ce qui module fortement l'enveloppe gaussienne du faisceau. Pour suivre les nanoparticules, il est crucial que l'excitation de la fluorescence soit constante sur la surface de visualisation et éviter ainsi toutes inhomogénéités dues à l'illumination. Il faut donc filtrer spatialement le faisceau pour enlever ces irrégularités, comme on peut le voir sur la figure de droite.

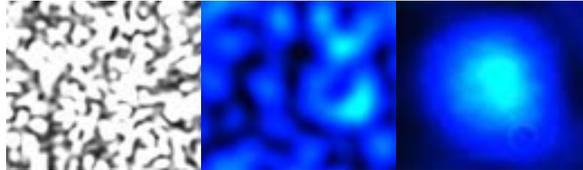


Figure 26 : Image du waist d'excitation en épifluorescence non filtré à gauche, filtré par l'intermédiaire d'un diaphragme de $15\mu\text{m}$ au centre et de $5\mu\text{m}$ à droite.

Pour cela il faut focaliser en limite de diffraction le faisceau en sortit de fibre en incluant une lentille asphérique après le collimateur (Figure 27). Ainsi, au point focal de la lentille asphérique on se retrouve dans l'espace réciproque (ou de Fourier) où les basses fréquences spatiales sont confinées au centre et les hautes fréquences en périphérie. En intercalant un diaphragme, on filtre le signal en ne laissant passer que les basses fréquences de l'onde. Pour obtenir un faisceau homogène, il a fallu utiliser un diaphragme de $5\mu\text{m}$ avec $w_0 \approx 2\mu\text{m}$. Cela correspond en théorie à une perte de 10% de l'intensité lumineuse. En fait on perd beaucoup plus d'énergie car on ne peut pas focaliser correctement ce faisceau avec la lentille utilisé car le point source est trop important par rapport à sa surface. Cela entraîne des aberrations et donc une distorsion du point focal. Il aurait fallu au préalable utiliser un objectif corrigé à l'infini et le coupler à une fibre monomode avant de pouvoir le filtrer.

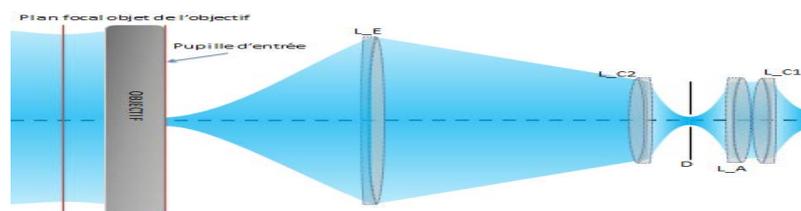


Figure 27 : Synoptique du montage d'épifluorescence pour exciter la fluorescence des nanoparticules. Le faisceau est collimaté via la lentille simple L_{C1} puis focaliser par la lentille asphérique L_A . Le diaphragme D dans le plan de Fourier filtre les hautes fréquences. L_{C2} et L_E sont utilisé pour focaliser le faisceau dans la pupille d'entrée de l'objectif.

La Figure 27 nous montre ainsi le montage final pour exciter les nanoparticules, mise en place sur notre banc de manipulation. Le diaphragme utilisé sera de 5 ou $15\mu\text{m}$ en fonction de la puissance nécessaire pour obtenir un SNR suffisant. L'utilisation du diaphragme de $15\mu\text{m}$ réduit

la zone où l'illumination est homogène mais s'avère dans la plus part des cas plus importante que la diffusion des particules observées. Par un jeu de miroir, on pourra déplacer légèrement ce faisceau pour faire aligner la zone de visualisation avec une zone homogène de l'excitation de fluorescence.

2.3.4 Application à la micro caractérisation.

En dernier lieu nous allons expliciter le système optique permettant de pouvoir caractériser et exciter les structures nanophotoniques.

Comme nous cherchons à exciter des modes permis en gamma (i.e. sous incidence normal), il suffit d'effectuer une mesure de micro réflectivité (μR) ou de micro transmission (μT) pour permettre de mettre en évidence dans le spectre de μR ou μT , les résonances de Fano sur des dispositifs de l'ordre d'une dizaine de μm^2 , pour les caractériser complètement. Cette étape réalisée, il suffira de venir exciter de la même manière ces résonances avec un laser accordable.

Le principe de ce type de mesure est simple. Il est représenté par le faisceau rouge sur la Figure 28. Un faisceau polychromatique sortant d'une fibre monomode est collimaté puis envoyé sur un objectif focalisé sur le dispositif. Le faisceau centré sur l'axe collimateur pupille d'entrée de l'objectif vient exciter sous incidence normal le dispositif. Il suffit donc de récupérer la partie transmise et la partie réfléchi de ce dernier pour les envoyer sur un spectromètre, qui nous retournera le spectre absolu de la mesure. En divisant cette mesure par une mesure de référence préalablement réalisée (réflectivité du miroir ou transmission à l'air) on obtient ainsi une mesure relative au dispositif étudié. Cette mesure est donnée en pourcentage de réflectivité ou de transmission.

On recueille le transmitt par l'intermédiaire d'un second objectif qui le renvoie vers un second collimateur qui le couple à la fibre relié au spectromètre. Le réfléchi lui peut être récupéré de deux manières. Soit par l'intermédiaire d'un diviseur de faisceau qui divise en deux le faisceau le traversant (Figure 28a) et donc permet de recueillir le réfléchi via un second collimateur. Soit directement avec un circulateur qui est un composant photonique fibré unidirectionnel (Figure 28b). Le circulateur est une solution de choix lorsque l'on travaille avec des instruments fibrés car contrairement au diviseur de faisceau, les faisceaux incident et réfléchi ne sont pas divisés et toute la puissance est utilisée. De plus cela nécessite qu'un seul collimateur et donc un seul réglage. Par contre, leur inconvénient est qu'ils ne soient pas larges bandes contrairement au diviseur de faisceau qui

permet de travailler dans la bande 1260-1650nm. Il faut donc dans notre cas deux circulateur un dans la bande 1260-1360nm et un dans la bande 1500-1600nm. Cela n'est en fait pas un grand inconvénient dès le moment que l'on utilise les triplets centrés eux aussi à 1310nm et 1550nm.

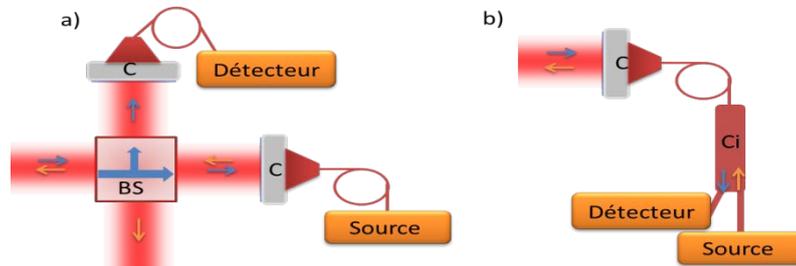


Figure 28 : Exemples de montage pour récupérer le signal réfléchi à incidence normale. a) En utilisant un diviseur de faisceau (BS) qui sépare en deux le faisceau qui le traverse. b) Via un circulateur. En orange le faisceau incident et en bleu le réfléchi.

La qualité de ce type de mesure dépend totalement de l'optimisation du banc avec laquelle nous pouvons récupérer le faisceau réfléchi et transmis. Comme la source et le spectromètre sont des instruments fibrés monomodes (diamètre du cœur de la fibre 10,4 μ m dans cette gamme de longueur d'onde) il faut que le faisceau réfléchi (donc qui rentre dans le collimateur) ait les mêmes caractéristiques géométrique que le faisceau collimaté (principe de retour inverse de la lumière). Sinon, le faisceau rentrant sera focalisé dans un autre plan que celui où se situe l'entrée de la fibre et /ou de tailles différentes. Il faut donc garantir une symétrie entre le faisceau incident, réfléchi et transmis. Pour cela travailler dans le champ proche du faisceau est la façon la plus simple de garantir cette symétrie.

La taille du spot incident est obtenue en inter-changeant l'objectif d'excitation qui dans notre cas doit être comparable à la taille de la cavité. Enfin le dernier élément important est la polarisation. Elle est obtenue en utilisant sur le faisceau en sortie de collimateur un polariseur linéaire (extinction 1 pour mille). Pour que la majeure partie du signal soit dans la bonne polarisation, on utilise en amont un contrôleur de polarisation fibré qui est la succession d'une lame quart d'onde d'une demi onde et d'une autre quart d'onde (Figure 31) d'extinction de l'ordre d'un pour cent dans une bande de longueurs d'ondes d'environ 100nm.

2.4 Banc Optique

Dans ce paragraphe nous allons expliciter le montage optique général. La Figure 29 donne une vue détaillée de la Figure 16 et montre les éléments d'optiques nécessaire à nos manipulations.

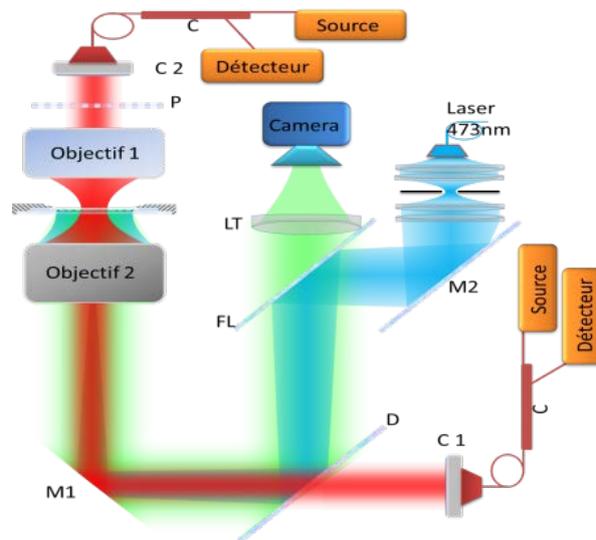


Figure 29 : Synoptique du banc optique. En rouge le faisceau IR d'excitation des cavités : C1 et C2 sont les collimateurs lesquels sont reliés aux instruments par l'intermédiaire des circulateurs C. Ce faisceau est séparé du visible par le dichroïque D. En bleu le faisceau d'excitation de la fluorescence séparé de la fluorescence en vert par le second dichroïque FL.

Entre l'objectif 1 et 2 se trouve le dispositif permettant d'immerger les composants photoniques dans une solution contenant les NPs. Il est retourné de manière à visualiser le dispositif ainsi que les NPs par le dessous, évitant que les objets de toutes natures viennent contaminer trop rapidement la surface.

La visualisation des NPs s'effectue comme nous l'avons vue en excitant leur fluorescence par le faisceau bleu. La fluorescence est séparée de l'excitation par un dichroïque (FL) réfléchissant une petite gamme de longueur d'onde 20nm autour de celle du laser. La lentille de tube (LT) focalise la fluorescence sur la caméra.

La séparation des faisceaux visible et infrarouge est obtenue par le dichroïque (D) qui réfléchit l'ensemble des longueurs d'ondes inférieures à 650nm avec un coefficient de pertes de l'ordre de 10%.

Toujours en fonction du cas, la source IR est connectée par l'intermédiaire du contrôleur de polarisation fibré au collimateur C1 ou C2 et le détecteur à C2 ou C1 pour une mesure de transmission. En réflectivité on intercale avant C1 ou C2 un circulateur fonctionnant dans la gamme où se situent les résonances.

La problématique qui s'est posée à nous, était de pouvoir ajuster notre montage en fonction d'optimiser une mesure précise sans modifier et réaligner le système, tout en tenant compte que la surface sur laquelle nous travaillons est assez réduite (table optique < 1m²). C'est-à-dire qu'il nous fallait pouvoir mettre ou enlever les composants optiques de façon simple.

La Figure 30 est le schéma des éléments mécaniques déposés sur la table pour accéder à l'objectif du bas. La couleur des trajets optiques en pointillés indique les gammes de longueur d'onde des faisceaux. Rouge pour l'IR, vert pour la fluorescence et bleu pour l'excitation de celle-ci. Une solution efficace est d'utiliser un système de cage permettant de relier les éléments fixent entre eux (en bleu sur le schéma). On intègre ainsi sur les chemins optiques des cubes (ou insert) les éléments tels que des miroirs (pour modifier les trajectoires) ou des diviseurs de faisceaux pour sommer plusieurs faisceaux ou pour modifier le chemin optique.

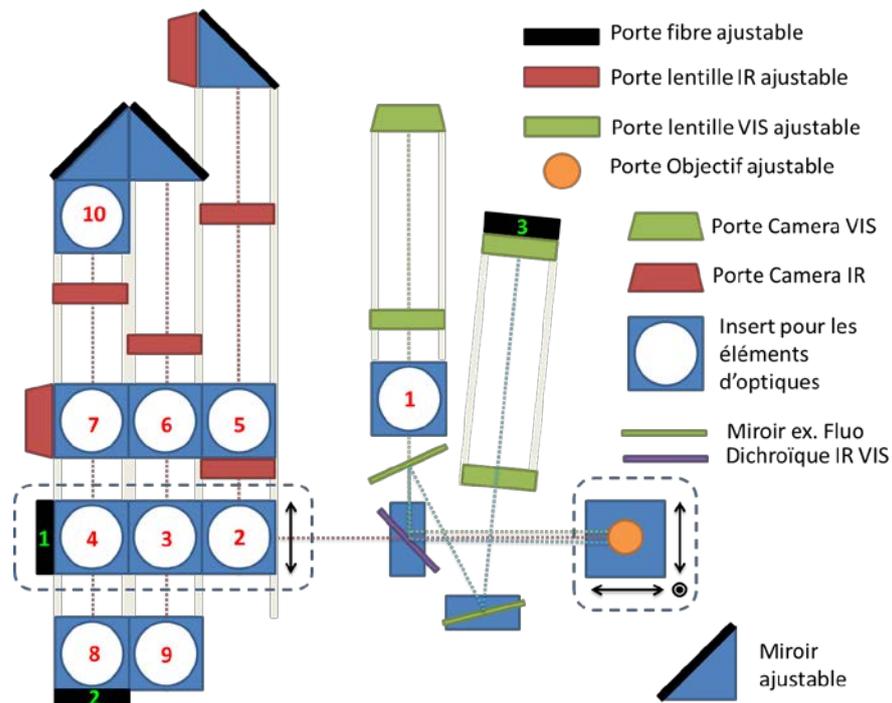


Figure 30 : Schéma des éléments mécaniques de fixation du matériel d'optique pour l'objectif 2 (bas). Les portions en pointillés rouges sont les éléments pour l'IR. Les portions en bleues celle pour l'excitation de la fluorescence et celle en vert de la fluorescence et du visible de manière générale. Les portes fibres ajustables (x,y,θ,ϕ) 1 et 2 sont utilisés pour fixer les triplets collimateurs IR et le 3 pour le laser fibré de l'excitation de la fluorescence. Les inserts numérotés permettent de pouvoir insérer sur le chemin optique miroirs et diviseurs de faisceaux pour par exemple modifier de façon rapide sa trajectoire, le visualiser avant ou après son passage à travers l'objectif, l'épandre, ou insérer une lampe.

Pour le visible par exemple, il est impératif d'avoir une illumination autre que la fluorescence pour imager. Ne serait-ce pour pouvoir caractériser des structures photoniques à l'air. Ainsi on intercale facilement dans l'insert 1 un diviseur de faisceau sur lequel est montée une lampe, sans au-

cune étape d'alignement. Il s'enlève tout aussi facilement quand on effectue des mesures de fluorescences.

Pour l'IR ces inserts sont multiples pour permettre d'imager le spot ou modifier avant ou après le passage dans l'objectif les faisceaux, notamment si l'on cherche à épandre le faisceau pour obtenir un spot en limite de diffraction. Nous ne listerons pas l'ensemble des possibilités permises par ce type de montage, cependant cet exemple aidera les futurs utilisateurs.

Considérons que nous voulions réaliser une mesure de réflectivité en utilisant un collimateur monté sur le porte-fibre ajustable 1. Le faisceau part donc de ce point va tout droit dans l'objectif puis revient à son point de départ. On image (dans la gamme du visible) les structures par l'intermédiaire de la lampe mis dans l'insert 1 et le dichroïque. Où se trouve le spot sur l'image ?

Pour le savoir il faut pouvoir le visualiser via la caméra IR. En intercalant dans l'insert 2 un diviseur de faisceau une partie du faisceau retour est envoyé sur l'insert 5 passant au travers d'une lentille de tube entre l'insert 2 et 5. Suivant la magnification souhaité pour imager le spot, on intercale, soit un miroir dans l'insert 5 pour envoyer le faisceau sur le premier porte caméra traversant les insert 6 et 7, soit on laisse 5 libre et l'on l'épand par l'intermédiaire d'un second porte lentille pour l'envoyer enfin sur un miroir ajustable qui le transmet au second porte caméra.

La plus part du temps visualiser le spot ne suffit pas à le localiser car il n'y a pas d'illumination large. Cela est résolu en insérant une lampe dans l'insert 9 et un second diviseur de faisceau dans l'insert 3. Il envoie une portion de la lumière de la lampe dans l'insert 2 et prend le trajet du faisceau sortant du collimateur. Ces deux diviseurs (insert 2 et 3) ne peuvent rester à cette place en manipulation car la plus part du temps nous avons besoin de toute la puissance sortant du collimateur. Par ce montage il est déjà divisé par 4 avec des diviseurs 50/50. On marque donc où se trouve le faisceau sur l'image visible puis on enlève les optiques de ces inserts.

Comme nous l'avons vu l'utilisation de triplet comme collimateur et de circulateur fait que nous ne pouvons pas les utiliser sur toute la gamme qui nous intéresse, i.e., 1250 -1650nm. De plus, le fait de vouloir brancher tel ou tel instruments sur une certaine fibre connecté à un autre instrument nous a poussé à utiliser un ensemble de connecteurs de fibres permettant de connecter tel objet avec tel autre et ce en dehors de la table optique, pour éviter toutes vibrations inopportune en pleine expérience. La Figure 31 en donne une représentation. Chaque élément possède sa

fibre connectée, l'autre extrémité étant connectant au rack. De cette façon on construit aisément le chemin optique fibré.

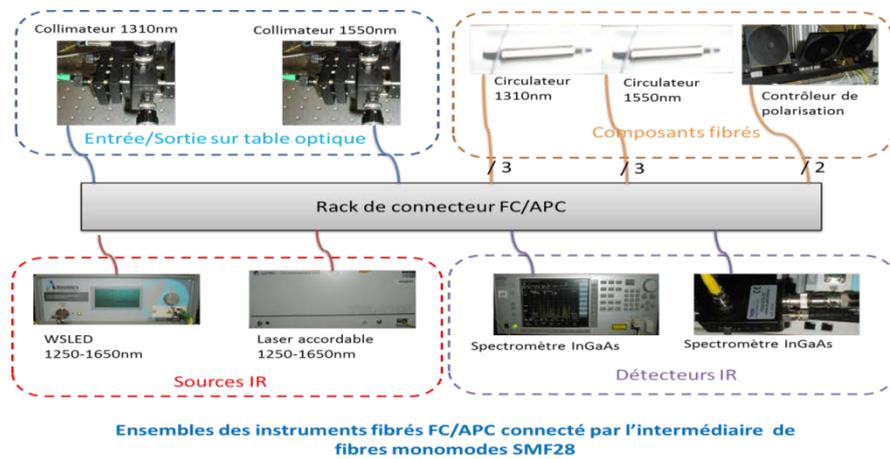


Figure 31 : Schéma de câblage des instruments et du matériel optique pour injecter ou récupérer le faisceau envoyé sur le banc par l'intermédiaire des collimateurs.

2.5 Interfaçage

2.5.1 Introduction

Nous avons utilisé le logiciel LabView pour le pilotage informatique de ce banc expérimental. L'objectif est non seulement de piloter individuellement chaque instrument, mais aussi de les contrôler collectivement. Il faut savoir que LabView est un langage de programmation objet doté d'un GUI (Graphic user interface) permettant de développer assez rapidement un driver très convivial et robuste pour chacun des instruments. Un programme sous LabView se nomme VI (instrument virtuel). Il se compose d'une face avant sur lequel on dépose des commandes et des affichages et d'une face arrière afin de relier les commandes à l'affichage via des fonctions comme dans un langage objet traditionnel.

Toute la difficulté réside dans le pilotage collectif et en particulier dans la gestion des différents temps de latences pour accéder aux informations. Piloter l'ensemble des instruments par l'intermédiaire d'un unique VI ne permet pas d'optimiser le fonctionnement des instruments. Il en résulte donc forcément un pilotage de type asynchrone, où chaque instrument est lié à un VI unique s'exécutant indépendamment des autres. Dans l'idéal nous aurions pu utiliser une plateforme temps réel qui est robuste et dédiée à ce type de problèmes. Malheureusement le coup d'une telle plateforme est

hors de portée de notre budget. Nous nous sommes donc tournés vers une architecture logicielle de type client-serveur.

2.5.2 Client Serveur

Lorsque l'on cherche à réaliser une application particulière qui demande d'interagir avec différents instruments, il faut dissocier dans le code ce qui touche aux pilotes des instruments, à l'affichage, aux stockages de données et diverses analyses, en les rendant indépendantes par l'affiliation de chacun à un processus particulier (i.e. à un VI particulier). Ces processus asynchrones doivent peut être communiqués entre eux. Il faut donc réaliser une communication interprocessus. Ceci est possible sous LabView en utilisant des variables partagées, qui sont des adresses pointant les données et envoyées sur un réseau connectant l'ensemble des Vis.

Cette méthode permet non seulement d'optimiser l'exécution du système en laissant soin aux pilotes de périphériques de définir la vitesse de fonctionnement, mais aussi elle a le mérite d'être polymorphe, i.e., que le corps du programme s'adapte à l'ajout d'un nouveau matériel, (i.e. d'un nouveau VI). La Figure 32 définit les éléments sur le réseau comme étant :

- VI Serveur
- VI de contrôle utilisateur
- VIs qui pilotent les instruments
- VI d'enregistrement (TDMS)
- VI d'enregistrement format OriginLabs
- VI d'affichage des Instruments

Le fonctionnement est le suivant :

- 1) Le serveur envoie une requête pour détecter les matériels présents.
- 2) Tous les pilotes présents s'initialisent et renvoient chacun une variable partagée qui pointe sur l'adresse mémoire où se trouvent leurs contrôles et leurs données.
- 3) Le serveur indique au VI de contrôle, les adresses où se trouvent les contrôles des périphériques. Il définit un type spécifique qui reprend l'ensemble des contrôles pour un matériel données afin d'être accessible à l'utilisateur directement sur le VI affichage.
- 4) Le serveur indique au VI d'enregistrement TDMS les adresses des mémoires tampon de chaque VIs pilotes d'instruments afin qu'il puisse venir lire de façon asynchrone l'ensemble des données fournies par les différents Vis pilotes.

5) L'utilisateur pilote les instruments par l'intermédiaire du VI contrôle. Les Vis pilotes réalisent leurs fonctions et enregistrent les données dans leur mémoire tampon (Buffer circulaire pour ne pas remplir la mémoire inutilement). L'utilisateur définit en même temps s'il souhaite enregistrer définitivement ces données via le VI d'enregistrement. Auquel cas elles sont stockées sous la forme d'un fichier TDMS (format d'enregistrement rapide des données sous LabView) et peuvent être directement envoyées vers un tableur Origin en exécutant des macros. Sinon elles sont juste gardées le temps d'être lu par le VI d'affichage.

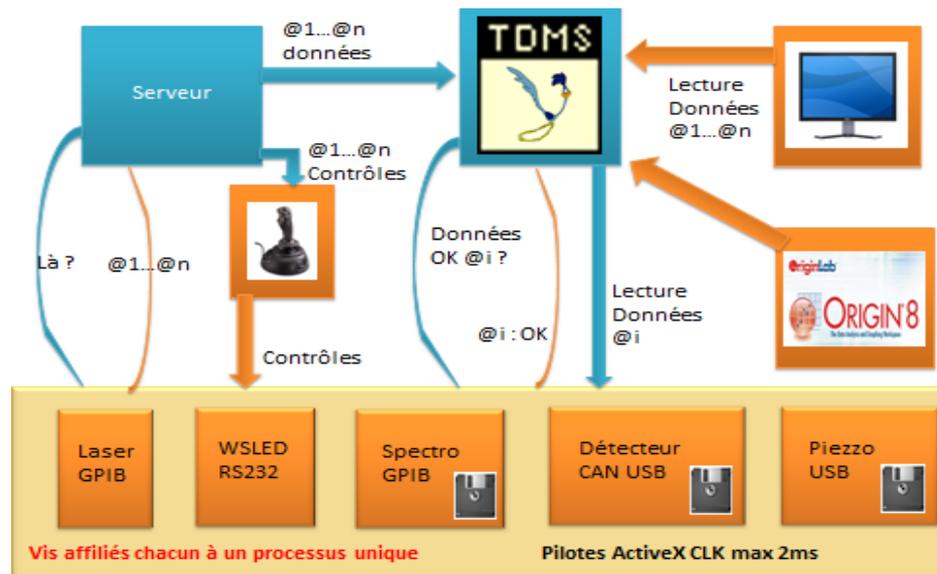


Figure 32 : Synoptique de l'interfaçage sous LabView du matériel du banc optique. En bleu les VI liés au serveur et en jaunes ceux qui pilotent les périphériques. Le Vi serveur récupère tout d'abord les adresses des Vis qui pilotent les instruments mis sous tension. Il envoie les adresses des données à un VI qui enregistrera automatiquement ces dernières (Vi TDMS) et envoie les adresses des contrôles à un gestionnaire de contrôles connecté notamment à un joystick. Les Vis pilotes exécutent donc par la suite les actions définies par l'utilisateur et enregistrent dans leur mémoire interne les données. Le Vi TDMS lui enregistre et affiche (sur l'écran ou sur Origin) ces mémoires internes si l'utilisateur lui demande.

Cette structure asynchrone, permet de ne pas venir altérer (en faisant l'hypothèse que les ressources informatiques soient suffisantes) le fonctionnement d'un processus pilote, même si l'on enregistre un flux important de données. Les pilotes des instruments qui renvoient de grosses quantités de données à des temps longs (typiquement 100ms) tels qu'un spectre ne gênent pas les pilotes qui renvoient une faible quantité de données rapidement (2ms).

Malheureusement, deux problèmes importants n'ont pu rendre « presse bouton » notre système. Nous n'avons pas eu le temps d'inscrire la caméra NEO dans ce programme, le pré et post traitement des vidéos n'est pas automatique. De plus nous avons acquis au fur et à mesure de nouveaux

instruments avec des pilotes en version Beta où encore non exploitable sur une plateforme 64bits. Toutes ces considérations ont demandé un temps important pour revoir ou recoder en partie certains éléments qui ne fonctionnait plus avec les mêmes routines ou qui possédaient des bugs imperceptibles.

Cet état de fait n'empêche cependant pas de pouvoir contrôler et accéder aux informations de l'ensemble des instruments autre que la NEO pour pouvoir réaliser nos expériences.

Il reste enfin une dernière partie à étudier ici concernant le suivie informatique de particules.

2.6 Suivie de Particules Nanométriques

Après avoir construit le banc expérimental permettant d'exciter les nanostructures photoniques et de filmer la trajectoire de nanoparticules, il nous fallait déterminer une méthode efficace pour mesurer la position de ces dernières images après images, seul donnée observable pour remonter à la force induite des nanostructures sur les billes fluorescentes.

La qualité d'un algorithme de suivi de particule se jugent par rapport à l'exactitude (ou Biais) et à la précision (écart type) σ d'une mesure [74]. Ils sont définis comme suit :

$$Biais = \left\langle \bar{x} - x \right\rangle \quad (1.18)$$

$$\sigma = \left\langle \left(\bar{x} - \left\langle \bar{x} \right\rangle \right)^2 \right\rangle^{1/2} \quad (1.19)$$

Où la moyenne de l'ensemble des essais indépendant sur la mesure d'une position est représentée par $\langle \dots \rangle$, et \bar{x} la moyenne des valeurs suivant la dimension x . L'exactitude est lié aux erreurs déterminés, inhérente à l'algorithme utilisé qui crée un biais systématique sur la mesure. La précision est lié aux erreurs indéterminées, comme celle due au bruit de l'image et entraine une fluctuation aléatoire sur la mesure.

La question qui se pose est avec quelle précision et exactitude par unité de pixels nous allons déterminer la position d'un objet sur une matrice déterminé et quelles sont les paramètres qui influent sur ces valeurs ?

Pour cela il faut considérer l'objet en question en taille relative par rapport à la PSF et en luminescence par rapport au niveau de bruit ambiant, les deux étant bien sur intimement liés. Considérons une tache lumineuse de profil gaussien dont sa taille peut varier d'un facteur M sur la ma-

trice, avec un SNR maximal quand le rayon est minimum. On comprend bien que la précision et l'exactitude du calcul de la position doit augmenter avec M . Ceci est vrai tant que le SNR est important (phénoménologiquement > 10). Car en augmentant la pixellisation de la tâche d'un facteur M l'intensité par unité de pixels diminue en suivant une loi M^2 . Le SNR diminue linéairement avec M . Il existe bien sur plusieurs façon pour déduire une position [75] [76] [77] [78], mais quel que soit la méthode, le biais et la précision deviendront aléatoire si le $SNR < 4$.

Durant notre étude, nous avons traqué des particules de tailles étant jusqu'à 7 fois inférieur à la PSF ($r = 100nm$) et jusqu'à 1,5 fois supérieur $r = 1\mu m$. Pour les particules plus importantes que la PSF, le SNR n'est pas critique et il se trouve aisé de réaliser une méthode de suivi. En premier lieu nous avons une caméra CMOS USB facilement pilotable sous LabView et par l'intermédiaire d'un panel d'outil de traitement d'image, nous avons développé une mesure de type Centroid. Fort pratique, nous avons codé une routine déduisant en temps réel la trajectoire de l'objet filmé. Le traitement est le suivant :

- Définition puis acquisition d'une zone d'intérêt (ROI) sur l'image, qui contient uniquement l'objet voulu.
- Elimination du bruit dans la ROI en imposant une mise à 0 de tous les pixels qui ne touche pas l'objet, et donc qui sont de plus faible intensité. C'est l'étape de seuillage
- Exécution d'un calcul de centre de masse (Centroid) qui détermine la moyenne pondéré sur l'ensemble des pixels de la ROI, le résultat étant la position de l'objet sur la ROI.

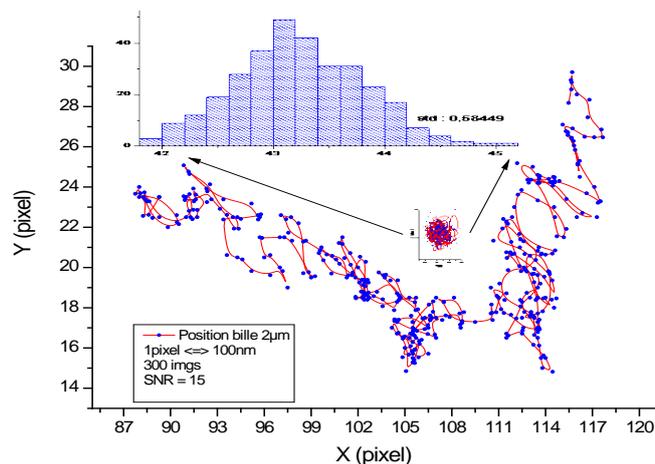


Figure 33 : Trajectoire (en pixels) d'une particule fluorescente de $1\mu m$ de rayon fluctuant d'abord librement sur substrat d'InP puis confiné sur la surface par le laser. Déterminé par la méthode ci-dessus codé sur LabView. 1 pixel \approx 100nm.

Un résultat de cette méthode est visible sur la Figure 33 sur laquelle nous avons tracé la trajectoire d'une particule libre et piégé, le tout exprimé en pixel.

Cette méthode par contre ne s'avéra pas concluant pour des particules inférieures à 250nm de rayon, à cause du SNR trop faible. En effet, pour ce type de nanoparticules bien inférieur à la PSF, on ne peut augmenter significativement le SNR sans un blanchiment rapide. Nous le verrons dans la partie résultat, mais cela est inenvisageable dans le sens que les expériences peuvent durer plusieurs minutes. De plus comme ces particules sont nettement moins amorti par la force visqueuse, leurs fluctuations sont importantes dans les 3 dimensions et peuvent entraîner une variation de leur luminescence significative entre images successives. Pour cela, les biophysiciens ont améliorés cette méthode pour obtenir une précision et une exactitude importante sur des objets inférieur à la PSF est qui peuvent avoir des SNR de l'ordre de 4 voire inférieur.

2.6.1 Algorithmes de location de point particulier

La méthode de Crocker [79] réactualisé et amélioré au fil du temps par différentes équipes dont [80] prend en compte formellement l'influence que peut avoir le bruit de lecture et le bruit de grenaille mais aussi l'inhomogénéité de l'illumination sur l'image d'un objet sur une matrice de pixel.

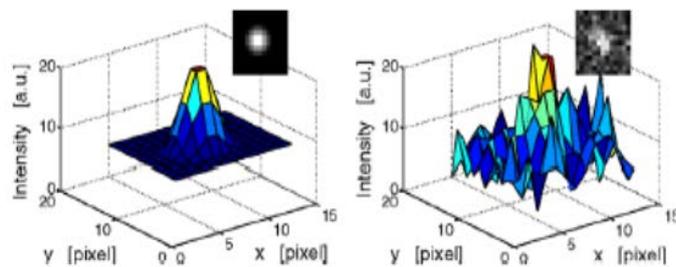


Figure 34 : Modélisation d'une tache lumineuse gaussienne équivalente à la PSF, sur laquelle on rajoute un bruit de type poissonnien modélisant le bruit de la matrice de pixel. Sur l'image de droite le SNR est de 2,846 [80].

La Figure 34 donne une idée de l'image obtenue d'une particule lorsque celle-ci est bruitée. On se rend vite compte que déduire la position avec une précision et exactitude nettement inférieur à la taille d'un pixel demande un traitement complexe de l'image.

Avant même de réaliser une mesure de type de centroid il est important de corriger les imperfections de l'image brute en filtrant spatialement les basses fréquences spatiales liés à la modulation du background,

mais aussi les hautes fréquences dû à la discrétisation de l'image par la matrice de pixels.

Ensuite, on estime tout d'abord grossièrement la position des points lumineux qui nous intéresse. On applique une dilatation des niveaux de gris qui servira à améliorer la précision. On effectue par la suite des centroïdes successifs en recentrant la zone de calcul par rapport à la dernière position calculé jusqu'à ce que l'on obtienne une valeur stable. Cela réduit l'écart type de la position et augmente l'exactitude.

Cette méthode est aussi applicable sur un ensemble de points où chaque point est traité individuellement. Pour éviter de prendre en compte des parasites tel que les pixels chauds, une méthode basée sur les moments d'intensité (outil probabiliste) permet de discriminer les « bons » des « mauvais » points. Enfin lorsque les positions de l'ensemble des points sur l'ensemble des images est déterminé on obtient la trajectoire de chaque point en cherchant à minimiser une fonction de cout défini par la théorie des graphes. Cette étape est particulièrement importante car elle permet de relier les diverses parties d'une trajectoire lorsque le point n'est plus détectable durant quelques images.

L'exactitude et la précision, de cette méthode décrit formellement par [80], sont donné dans la Figure 35. On voit ainsi que cette méthode est robuste au biais tant que le SNR est supérieur à 1. La précision elle décroît rapidement avec le SNR. Elle est inférieure à 0,4pixel pour une valeur de 1, et tend vers le seuil des 0,1pixels pour un SNR de 5,5.

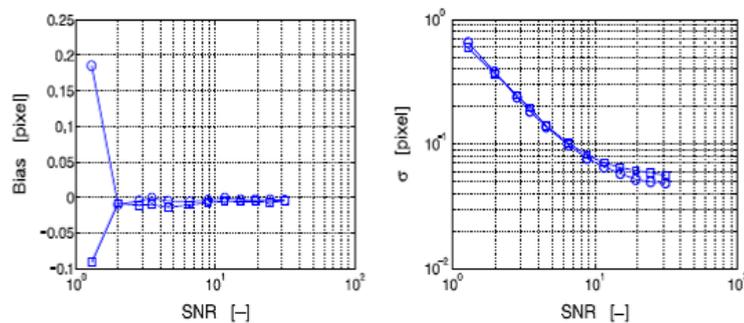


Figure 35 : Exactitude (Bias) et précision (σ) de la méthode décrite par [80] en fonction du SNR. Rond pour la dimension suivant x et carré suivant y.

Cette méthode robuste a été implémenter dans un logiciel libre de droit ImageJ[81][80]. Nous avons décidé d'utiliser ce logiciel pour le suivie de particules.

2.6.2 Performance du suivie de particule sur notre banc de mesures

Notre méthode de suivi de particules déterminé, nous avons mis en pratique ces outils pour dégager la stabilité et la sensibilité du banc expérimental, et vérifié si nous obtenions de bons résultats avec ce suiveur.

Pour cela nous avons immergé par l'intermédiaire de la cellule fluidique présenté chapitre 4 un échantillon sur lequel nous avons déposé des nanoparticules de 500nm fluorescentes. Pour simuler le déplacement de la nanoparticule nous avons utilisé le nanositionneur piézoélectrique. Ce déplacement étant connu nous avons pu le comparer avec celui obtenue par ImageJ dans des conditions proches de celles des manipulations expérimentales (SNR entre 3 et 8). Nous avons tout d'abord calibré notre système en nm/pixel en déplaçant les particules fluorescentes sur 150 μ m suivant les deux directions normal à l'objectif. Avec l'objectif x20 et une taille de pixel de 6,5 μ m de côté, nous attendons en théorie une valeur de 325nm/pixel. Nous obtenons en condition réelle (sous environ 200 μ m d'eau) une calibration expérimental de 322 ± 1 nm/pixel.

Nous avons ainsi par la suite réalisé mesures de stabilité du banc et de performance du traceur.

Stabilité

Le premier résultat obtenu est la stabilité du montage tel que le montre la Figure 36. Pendant le déplacement suivant l'axe X de la particule, on trace ici la position Y du piezzo et du suiveur en fonction du temps. On reporte aussi l'histogramme.

Par l'intermédiaire de la position du piezzo, on peut déterminer la stabilité intrinsèque du système en termes de dérive et de fluctuation. La dérive est obtenue en réalisant un ajustement linéaire de la position en fonction du temps. Elle est de l'ordre de 10^{-6} μ m / s suivant cette axe et est donc extrêmement faible. Ce nanositionneur est par conséquent particulièrement robuste aux dérives même en déplaçant en même temps un autre axe. Nous considérerons par la suite cette valeur comme nulle dans le sens que nos observations ne dépasseront pas 1000s soit une dérive globale de 1 nm. Par contre l'écart type obtenue $\sigma = 5,3$ nm est d'une certaine façon importante pour un nanositionneur ayant une répétabilité de l'ordre du nanomètre. Deux raisons peuvent expliquer cette valeur. La première bien sûr est l'environnement extérieur qui peut induire des bruits mécaniques hautes fréquences mal amortie par la table sur coussin d'air, lesquels peuvent être couplés à la plateforme soutenant le piezzo. La seconde liée au piezzo lui-

même qui peut engendrer des vibrations ultrasonique suite à des variations « climatiques ».

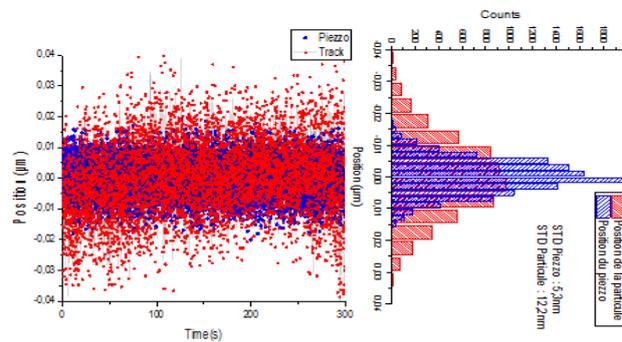


Figure 36 : Stabilité du banc optique obtenue par une lecture durant 300 secondes des positions (ici Y) du piezzo et détermination de la position d’une nanoparticule de 500nm de diamètre. L’écart type de la position lu sur le piezzo est de 5,3nm et celle de la particule de 12,2nm.

Pour réduire cette valeur nous aurions pu étudier ce que l’on nomme la variance d’Allan souvent utilisé en métrologie[82][83], pour permettre de dégager la cause de certains bruits. De plus nous aurions pu intégrer un filtre « notch » pour couper certaines fréquences ultrasoniques et utiliser un algorithme de Savitzky-Golay pour réduire le bruit. Cependant comme cette valeur est tout de même acceptable et le temps impartit minimum nous nous contenterons de cette stabilité.

On peut remarquer que la précision que l’on a de la particule par rapport au positionneur ($\sigma = 5,3nm$ pour le piezzo) et au moins deux fois plus importantes ($\sigma = 12,2nm$ pour le suivie) durant les 300s. Ceci montre que nous pouvons atteindre une précision de l’ordre de 0,1pixel, $2\sigma \approx 0,1pixel$) lorsque l’on utilise le système de visualisation pour suivre la position des particules.

On montre de plus que la stabilité de notre système est inférieure à la limite de détection du suiveur, et qu’elle est donc suffisante pour suivre des nanoparticules dans ce cas précis.

Performance :

Après avoir montré la stabilité du système suivant l’axe Y, nous regardons maintenant la précision du suivie de particule lorsque l’on déplace notre bille de 30nm c’est-à-dire environ de 0,1pixel sur l’axe X. Cette valeur est choisie de façon à voir clairement les pas successifs du piezzo et du suiveur. On obtient ainsi les résultats présentés sur la Figure 37. On voit que la position obtenue avec le suivie se corrèle bien avec celle obtenue par le piezzo. Dans le meilleur des cas on obtient un écart type de 4,5nm pour

le piezzo et seulement 8,2nm pour le suiveur durant une vingtaine de seconde.

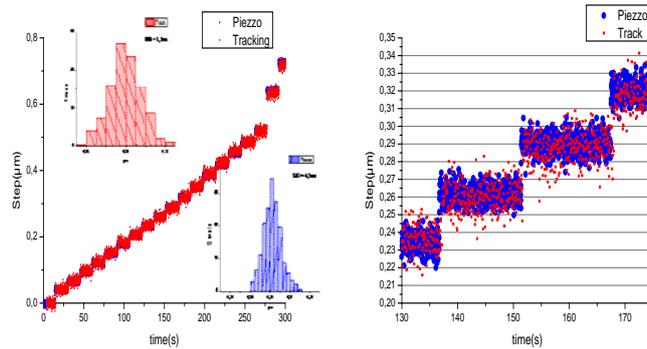


Figure 37 : Suivi d'une nanoparticule fluorescente de 500nm au x20 avec un SNR de 6 que l'on déplace successivement de 30nm par l'intermédiaire du piezzo. On retrace ici la position du piezzo et de la particule.

On voit que la position obtenue avec le suivi se corrèle bien avec celle obtenue par le piezzo. Dans le meilleur des cas on obtient un écart type de 4,5nm pour le piezzo et seulement 8,2nm pour le suiveur durant une vingtaine de seconde. Par contre on peut noter l'observation de quelques biais de l'ordre du nanomètre entre les deux qui sont supérieurs à ce qui était attendu. Néanmoins ce test s'avère concluant autant par rapport à la stabilité qu'au suivi. En effet on voit donc qu'avec un objectif x20 et un SNR de 6, on peut obtenir la trajectoire d'une particule presque 3 fois inférieurs à la PSF (1,4µm) avec une précision inférieure à 0,1pixels (~30nm) et une exactitude de l'ordre de 0,02pixels (6,5nm).

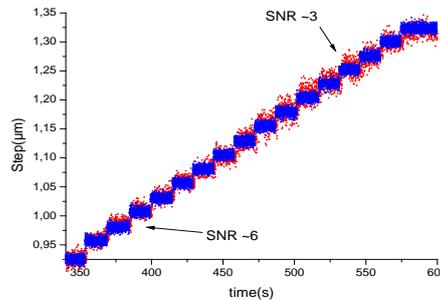


Figure 38 : Evolution du résultat du traceur avec la même configuration que la figure 37 lorsque le SNR varie de 6 (flèche du bas) à 3 (flèche du haut).

Bien sur ces valeurs s'avèrent être une limite car si l'on regarde la Figure 38 on voit clairement l'influence du SNR sur la mesure, en le faisant varier de 6 à 3. Ici on se rend compte que plus le SNR diminue plus la précision et l'exactitude diminue et ce de façon importante. En effet les fluctuations sur la position augmentent nettement (multiplier par 2 dès que le SNR est inférieur à 6).

Nous avons donc montré expérimentalement par l'intermédiaire de la mesure de la position du piezzo que les fluctuations intrinsèque de notre montage sont de l'ordre de 10nm avec une dérive négligeable ce sur 5min. De plus nous montrons qu'il est possible de suivre une particule de 500nm avec une précision de 0,1pixel de l'ordre de 30nm avec comme condition un SNR de 6. Cette condition déterminera le nombre d'images par seconde maximum pour nos mesures.

2.7 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons montré les techniques expérimentales mises en place dans le cadre de cette thèse pour vérifier le concept proposé dans le chapitre 1. Il a consisté en la réalisation d'un banc d'optique expérimental, au développement de l'interfaçage, mais aussi en la mise en œuvre d'un suiveur de particule robuste et efficace.

Concernant le banc expérimental. Deux étapes ont donc présidé à sa construction. Une partie concernant la visualisation de ces nanoparticules dans le visible et une autre dédiée à l'excitation de cavités dans l'infra-rouge (IR).

Pour cela nous avons donc réalisé un microscope inversé qui permet d'imager les nanoparticules par dessous pour éviter toute sédimentation sur la surface où sont réalisées les structures. Après avoir rappelé les règles d'optique et défini les termes caractéristiques d'un système d'imagerie, nous avons motivé l'utilisation d'objectifs à longue distances de travail et l'impact sur la résolution.

Pour la visualisation, nous avons mise en place un système par épifluorescence utilisant une caméra sCMOS rapide et sensible. Nous avons montré qu'avec le système de traitement d'image adéquat nous pouvions suivre une particule avec une précision de 0,1pixel qui représente environ 30nm avec l'objectif x20, durant plusieurs minutes. Ces valeurs sont satisfaisantes pour les études expérimentales que nous comptons menées.

Par l'intermédiaire des mêmes objectifs nous avons réalisé un banc infra rouge (1260-1650nm) pour l'étude et l'excitation des structures. En dissociant la partie visible de la partie infra rouge avec un dichroïque nous avons construit un système optique qui permet à la fois d'obtenir la réflectivité et la transmission des cavités optiques étudiées. A cela se rajoute l'interfaçage des divers instruments utilisés, comme l'obtention en temps réel des spectres sur un logiciel scientifique OriginLab, tout en contrôlant de façon nanométrique la position du spot sur la structure.

Chapitre 3

STRUCTURE A BASE DE MODE DE BLOCH LENT POUR LE PIEGEAGE OPTIQUE

3.1 Introduction

Nous allons exposer dans ce chapitre les concepts nanophotoniques à l'origine des dispositifs expérimentaux utilisés pour le piégeage. Il convient de préciser que ces concepts et les modélisations qui en découlent ont été initiés et réalisés par P. Viktorovitch, X. Letarte et T. Benyattou. L'objectif de ce travail a été concevoir des structures photoniques résonnantes facilement excitables par la surface permettant un piégeage plus efficace que les pinces optiques « traditionnelles ». Nous ferons un bref rappel sur les structures à cristaux photoniques, puis nous présenterons une première étude sur le système à base de cavités couplées. Dans un second temps, nous détaillerons une approche originale pour réaliser des cavités à fort coefficient de qualités, approche qui s'appuie sur des cristaux photoniques à période double.

3.2 Rappel sur les cristaux photoniques

Depuis les premiers travaux de E. Yablonovitch[84] et S. John[85], l'approche « cristal photonique » a profondément marqué la nanophotonique. Un cristal photonique consiste en une structure diélectrique périodique en 1, 2 et 3 dimensions. Cette approche a été initialement motivée par la création de bande interdite totale dans l'espace à 3 dimension i.e. de région spectrale ne comportant pas de mode propagatif. Ainsi, il est possible d'inhiber totalement l'émission spontanée. Très rapidement, on s'est aperçu que la création de défaut dans ces structures et en particulier de cavité permettait d'atteindre des niveaux de confinement de la lumière avec des facteurs de qualité jusque-là hors d'atteinte. On peut citer les travaux de l'équipe de S. Noda[86] qui ont montré expérimentalement que l'on pouvait réaliser des nanocavités dont le volume modal est de $1,2(\lambda_0/n)^3$ (λ_0 représente la longueur d'onde de résonance de la cavité et n son indice) avec des facteurs de qualité avoisinant le million.

Le LEOM et par la suite l'INL a été le promoteur d'une approche originale dans ce contexte. Plutôt que d'utiliser les aspects bandes interdites pour des modes guidés, l'accent a été mis sur l'utilisation et la maîtrise des modes propagatifs dans les cristaux photoniques pour réaliser des lasers[87], des dispositifs non linéaires à bas seuil[88]. Plus généralement, cette approche a débouché sur des associations de dispositifs planaires capables de contrôler le couplage optique avec la troisième direction. Le terme de photonique 2.5D a été introduit à ce sujet[89]. C'est dans cette optique que s'inscrit cette étude.

3.2.1 Notions de base : relations de dispersion et mode de Bloch

Pour rendre notre propos pédagogique, nous allons nous placer dans un cas simple : un cristal photonique à une dimension dans un espace à deux dimensions. La structure est celle présentée dans la Figure 39. Elle consiste en un réseau périodique de période de $1\mu\text{m}$ à base de motifs rectangulaires d'indice optique $n=3$ de $0.5\mu\text{m}$ de large et $0.65\mu\text{m}$ de haut. Dans la même figure, nous avons reporté la relation de dispersion correspondante ainsi que le spectre de transmission avec une excitation verticale $K_z=0$ (ces résultats ont été obtenus par simulation FDTD). Dans tous ces spectres, nous avons utilisé les unités réduites $a/\lambda = \omega a/2\pi c$ où a correspond à la période du cristal photonique, λ la longueur d'onde, ω la pulsation et c la vitesse de la lumière.

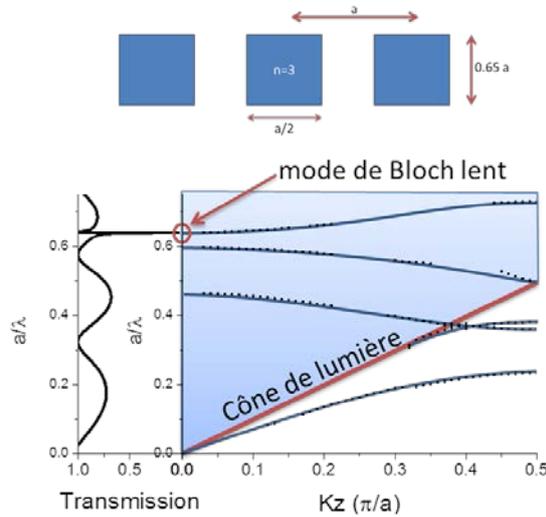


Figure 39 : Schéma du cristal photonique étudié ainsi que relation de dispersion et spectre transmission (excitation verticale) calculés par FDTD pour la polarisation TE, le cercle rouge correspond au mode de Bloch lent que l'on peut exciter à l'aide d'une onde plane.

Nous allons nous intéresser dans un premier temps au diagramme de dispersion. On peut voir que la plupart des courbes de dispersion présente une tangente horizontale pour $K_z=0$ et $K_z=\pi/a$. Ces points correspondent à une vitesse de groupe nulle. On parle ainsi de mode de Bloch lent. La spécificité des cristaux photoniques, en plus des larges bandes interdites, est que la courbure de bande $\partial^2\omega/\partial K_z^2$ au voisinage de ces modes lents est très faible. Nous verrons pour la suite toute l'importance de ce point. De plus, il faut tenir compte du continuum des modes radiés dans le cas d'une structure à une dimension dans un espace à deux dimensions. Ces modes (fond bleu sur la figure) ont tous la particularité de se situer au-dessus du cône de lumière défini par $\omega = cK_z$. Ainsi, la partie de la courbe de dispersion qui se trouve dans cette région ne correspond pas à propre-

ment parlé à des modes de propagations (sans perte). Nous n'allons pas rentrer dans le détail de cette question épineuse d'un point de vue théorique. Nous allons abusivement considérer qu'il s'agit encore de modes de Bloch, modes présentant des pertes radiatives par couplage à ce continuum.

Si ces pertes peuvent être vues comme un facteur limitant pour certaines applications, on peut aussi considérer à contrario qu'elles permettent d'exciter ces modes à l'aide de champ propagatif. Pour illustrer cela, nous avons aussi reporté dans la Figure 39 un spectre de transmission lorsque la structure est excitée par une onde plane sous incidence normale en Γ ($K_z = 0$). On peut voir que ce spectre de transmission présente deux structures principales :

Des franges d'interférences équidistantes qui correspondent à un effet Fabry-Pérot « classique ». On peut montrer que l'indice déduit de ces franges correspond à un indice moyen du cristal photonique

Une résonance relativement fine pour $a/\lambda = 0,62$ (cercle rouge sur la figure). La position de cette résonance correspond exactement à l'un des modes de Bloch lent.

Cette résonance correspond au couplage d'un mode du cristal photonique avec l'onde plane incidente. Il s'agit d'une résonance de Fano[90]. Ce type de résonance est très général en physique et est présent lorsque l'on a un état discret couplé à un continuum. C'est ce type de résonance que nous voulons mettre à profit pour réaliser une nanopince optique. Il est à noter que tous les modes de Bloch en Γ ne sont pas excités. En effet, les règles de sélections font qu'une onde plane en incidence normale, ne peut exciter les modes impairs.

3.2.2 Cavité à mode Bloch lent

Nous venons de voir qu'il était possible d'exciter des modes de Bloch lents à l'aide d'onde plane. Les simulations effectuées jusqu'à présent constituent une vision idéalisée des structures photoniques. En effet, un cristal photonique est une structure périodique infinie dans l'espace, il en est de même pour une onde plane. Dans le monde réel, nous manipulons des structures de dimensions finies et les dispositifs que nous voulons étudier et réaliser doivent avoir des dimensions de l'ordre de quelques microns. C'est pour cela qu'il est important de pouvoir mettre en cavité ces modes de Bloch lents. Pour mettre en cavité en mode, pourquoi ne pas utiliser un cristal photonique ! C'est l'approche qui s'est fortement développée depuis les travaux de Noda [86]. Le principe s'appuie sur la réalisation d'hétérostructures à base de cristaux photoniques : une partie est constituée d'un cristal photonique pouvant « accueillir » le mode de Bloch à la lon-

gueur d'onde de résonance, tandis que l'autre partie est constituée d'un cristal photonique avec des paramètres géométriques légèrement différents (période, taille de trous...). Ces paramètres sont ajustés de manière à ce que la longueur d'onde de résonance se situe dans la bande interdite. On crée ainsi une véritable barrière pour les modes de Bloch lents.

Nous allons partir du cristal photonique présenté précédemment et réaliser une cavité en jouant sur le facteur de remplissage du cristal photonique i.e. la dimension latérale du motif élémentaire. La cavité est constituée du cristal photonique présenté précédemment et la barrière est obtenue en augmentant le facteur de remplissage en air comme on peut le voir dans la Figure 40a. Nous avons reporté dans la Figure 40b un schéma dans l'espace réciproque (espace des K_z) le mode confiné ainsi que les structures de bandes des cristaux photoniques correspondant à la cavité et la barrière.

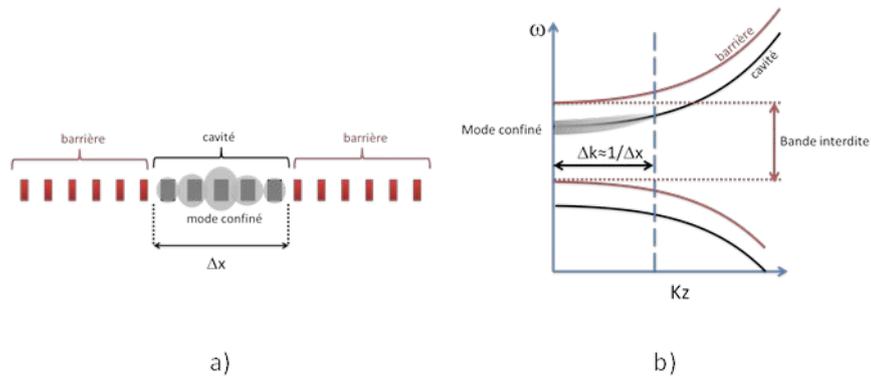


Figure 40 : Représentation schématique d'une cavité à base d'hétérostructure et de son mode a) dans l'espace réel b) espace réciproque

On peut voir qu'en augmentant le facteur de remplissage en air dans le matériau barrière, on décale vers les hautes énergies le diagramme de dispersion. De ce fait, le mode de Bloch lent se retrouve bien dans la bande interdite de la barrière et on peut ainsi le confiner. Pour de forts confinements spatiaux, le mode de cavité ne correspond plus exactement au mode de Bloch lent en bord de zone mais à une distribution en K_z au voisinage de 0. La largeur de cette distribution est donnée approximativement par $\Delta k \approx 1/\Delta x$. Ainsi plus le mode est localisé spatialement plus il est délocalisé dans l'espace des K_z . C'est sur ce point que l'on voit l'intérêt des cristaux photoniques. Pour que la barrière soit efficace, il faut que toute la distribution du mode de Bloch entre 0 et Δk soit dans la bande interdite. Et l'on voit bien sur la Figure 40b que cela n'est possible que si la courbure de bande est suffisamment faible. Ainsi, il est possible de confiner fortement un mode de Bloch lent d'un cristal photonique. De plus, ce mode localisé est facilement excitable par un faisceau gaussien dont la dimension latérale correspond à la taille de la cavité.

Pour être plus quantitatif, nous allons présenter des simulations FDTD (différences finies dans le domaine temporel) de telles structures. La structure consiste en une cavité de 11 Périodes réalisée à partir du cristal photonique décrit précédemment (Période=1 μm , largeur du motif=0.5 μm , hauteur=0.65 μm) entouré de barrières dont le facteur de remplissage en air est plus élevé (largeur du motif=0.4 μm). Le spectre de transmission simulé en FDTD est reporté dans la Figure 41.

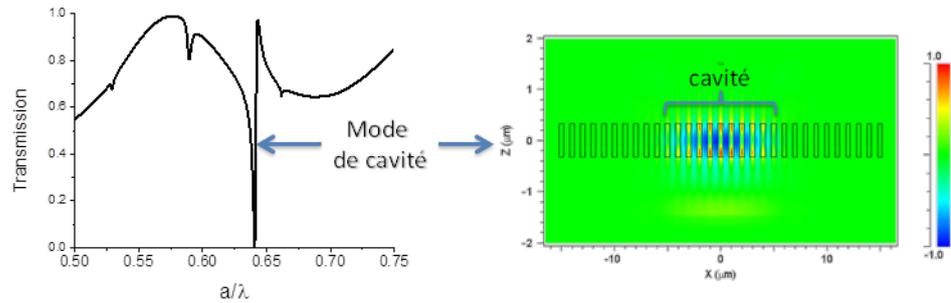


Figure 41 : Spectre de transmission d’une cavité à mode de Bloch lent et carte de champ à la résonance calculés par FDTD pour la polarisation TE

La cavité est excitée par un faisceau Gaussien de 10 μm (polarisation TE) sous incidence normale. On distingue nettement la résonance de Fano associée au mode de cavité pour $a/\lambda \approx 0,64$. Sur la même figure nous avons reporté la carte de champ électrique à la résonance. Le mode est bien confiné dans la cavité, et son intensité (amplitude du champ électrique au carré) est environ 100 fois plus élevée que le champ incident. Ainsi, on peut voir que les cavités à cristaux photonique sont des structures facilement adressables à l’aide d’un faisceau gaussien qui permettent une localisation et un renforcement important du champ électrique. Maintenant que nous avons pu établir les règles de conceptions avec des simulations 2D, nous sommes armés pour étude de cas plus réalistes en trois dimensions.

3.4 Cristal photonique à base de cavités couplées

Pour les structures 3D, nous sommes partis des contraintes expérimentales et technologiques. A ce stade de l’étude nous disposons de couches InP (épaisseur 235 nm)/silice (épaisseur 1 μm) reportées sur un substrat de silicium. Notre objectif est ici d’obtenir des cavités avec un renforcement maximal du champ lors de l’utilisation en milieu fluide. La longueur d’onde de résonance souhaitée a été fixée à 1.3 μm . Il s’agit d’un compromis dicté par l’absorption de l’eau (1.3 μm correspond à un minimum relatif d’absorption) et les performances de notre banc expérimental (chapitre2) car notre laser accordable couvre le domaine spectral compris

entre $1.25\mu\text{m}$ et $1.6\mu\text{m}$. Pour cette première étape, nous sommes parti de l'expérience acquise par l'équipe sur les modes de Bloch lent adressable par la surface. En particulier, l'étude de la structure de type graphite[88]. Les modes de ce type de structure présentent des courbures de bandes très faibles, rendant aisé leur confinement. Malheureusement, les modes à fort coefficient de qualité utilisés sont ceux qui ne se couplent pas en Γ . Leur émission angulaire se fait suivant un profil caractéristique dit en « oreille de lapin » avec des lobes de part et d'autres du point Γ . Pour coupler ces modes, il faut donc avoir un angle d'incidence non nul. Néanmoins, il existe d'autres modes à faible courbure dont le couplage est autorisé en Γ . Hélas, avec les contraintes mentionnées précédemment, les facteurs de qualité obtenus sont insuffisants. Nous avons donc exploré des structures similaires : un réseau carré de cavités couplées.

3.4.1 Etude du cristal photonique

La structure simulée consiste en un réseau périodique carré de trous dont on a omis un trou sur quatre. Cette structure est reportée dans la Figure 42.

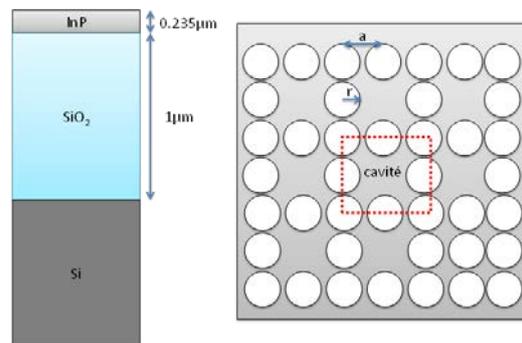


Figure 42 : Vue en coupe et de dessus de la structure à base de mode de Bloch lent

On peut voir dans le motif de base que chaque trou omis est entouré de huit trous. On peut considérer ce motif de base comme une petite cavité. Ces cavités sont en contact les unes avec les autres, elles sont donc fortement couplées et donnent ainsi lieu à des modes de Bloch. Ces modes sont lents car ils sont localisés dans les cavités et le « saut » d'une cavité à l'autre se fait lentement à cause des barrières.

La première étape a consisté à dimensionner la structure pour obtenir une résonance vers $1.3\mu\text{m}$ lorsque la structure se trouve dans l'eau. Nous sommes arrivés aux paramètres suivant : $a=310\text{nm}$, $r=93\text{nm}$. On peut clairement voir une résonance de Fano vers $1.3\mu\text{m}$ dans le spectre de réflectivité (Figure 43). Son coefficient de qualité est de l'ordre de la centaine. La carte du champ magnétique (Hz) est reportée dans la Figure 43.

On peut voir que le mode de Bloch lent correspond à une résonance dipolaire magnétique. On voit bien que cette résonance est confinée dans chaque motif élémentaire qui se comporte comme une cavité.

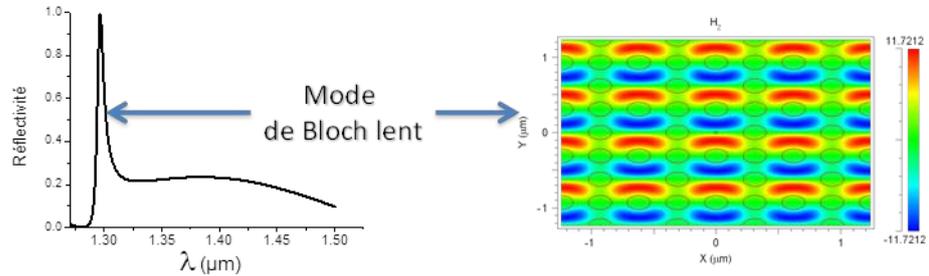


Figure 43 : Spectre de réflectivité du cristal photonique excité par une onde plane en G et cartographie du champ pour la résonance situé vers 1.3μm

3.4.2 Etude de la cavité à mode de Bloch lent

Maintenant que nous avons déterminé les paramètres du cristal photonique, il reste à concevoir une cavité pour ces modes de Bloch lent en suivant l'approche développée au § 3.2.2. Pour cela nous avons défini une barrière en utilisant un cristal photonique avec des trous légèrement plus gros ($r'=1,1r$). Un schéma de la cavité est reporté dans la Figure 44.

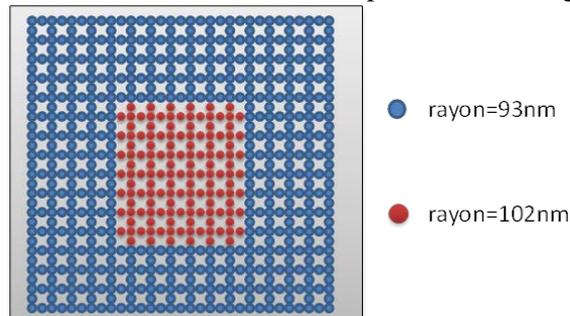


Figure 44 : Vue de dessus de la cavité simulée par FDTD

Le spectre de réflectivité (Figure 45) est très semblable à celui du cristal photonique infini (Figure 43). Il présente une résonance vers 1.3μm. L'amplitude de cette résonance est du même ordre de grandeur ce qui indique que le couplage à ce mode est très bon. Nous avons aussi reporté la cartographie de champ de la composante prépondérante du champ électrique à savoir la composante E_x . En effet, c'est le champ électrique qui donne la contribution majeure aux forces optiques. On peut voir que le champ est parfaitement confiné dans la cavité et son intensité est plusieurs centaines de fois plus intense que le champ incident. Ce résultat valide de manière théorique l'approche qui a été la nôtre pour générer localement un

champ intense qui pourra être mis à profit pour faire une nanopince optique.

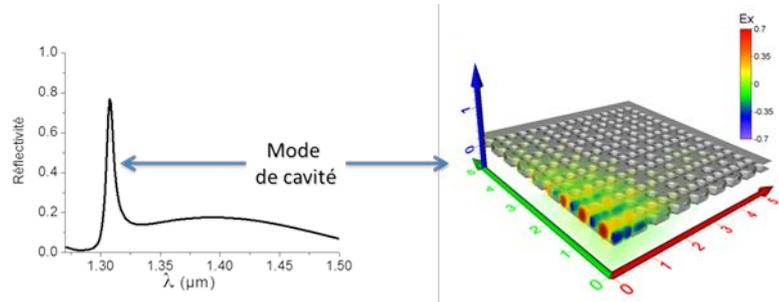


Figure 45 : Spectre de réflectivité de la cavité à mode de Bloch lent excité par un faisceau gaussien (4µm de diamètre) en G et cartographie du champ pour le mode résonnant situé vers 1.3µm

3.5 Approche cristal photonique double période

Il nous est vite apparu que pour les applications de piégeage optique nous avons intérêt à disposer de structures avec des facteurs de qualités plus important. Cette approche devait être robuste par rapport à la technologie et permettre un contrôle simple du facteur de qualité. Pour cela nous sommes partis de considération très générale sur les cristaux photoniques. Pour illustrer notre approche, les relations de dispersion d'un cristal photonique de période a , sont représentées dans la Figure 46a.

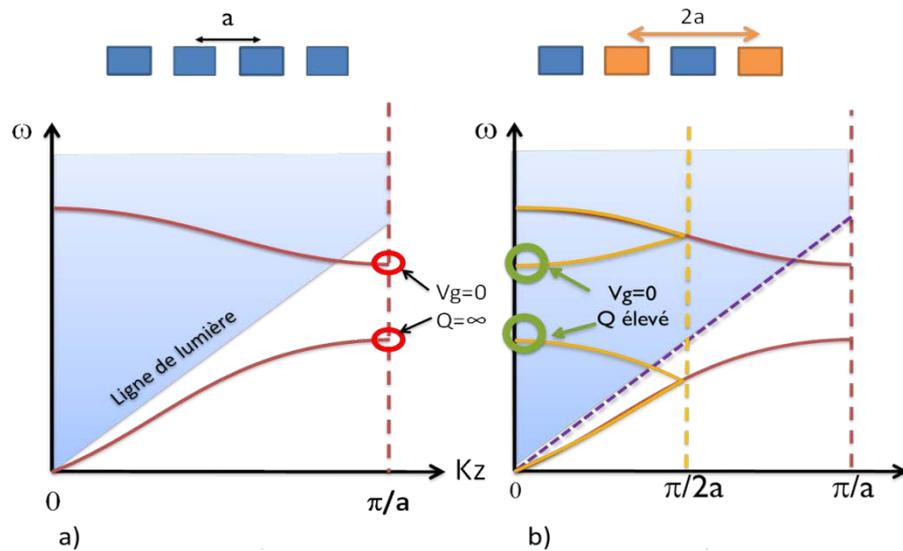


Figure 46 : Structures de bande schématisées d'un cristal photonique de période a) simple et b) double

Nous allons nous intéresser aux modes en bord de bande situés sous le cône de lumière (cercle rouge). Ces modes sont très intéressants, ils

sont lents et leur coefficient de qualité est virtuellement infini. Malheureusement, on ne peut les exciter avec un objectif à incidence normale ! Par contre si l'on perturbe le cristal photonique avec une période $2a$ (en déplaçant un motif sur deux par exemple) et que cette perturbation soit faible, son principal effet sera de replier la structure de bande de cristal photonique non perturbé en $\pi/2a$ comme on peut le voir dans la Figure 46b. Ainsi les modes précédemment inaccessibles se retrouvent au-dessus du cône de lumière. On peut donc les exciter. Le cristal photonique lui-même joue le rôle de réseau de diffraction. De plus, les facteurs de qualités pourront être élevés si la perturbation est faible. Comme l'intensité de la perturbation contrôle le facteur de qualité, nous disposons ainsi d'une approche permettant d'obtenir des structures avec des facteurs de qualités à la demande pour peu que la technologie le permette. Nous allons maintenant illustrer cette approche de manière plus quantitative.

3.5.1 Etudes de structures 2D

Les simulations FDTD 3D prenant beaucoup de temps de calcul nous avons décidé de commencer notre étude par des simulations 2D. Ceci afin de dégager les points clés de cette nouvelle approche sans la contrepartie d'un temps de calcul prohibitif.

Cristal photonique infini

Nous sommes partis ici d'une structure similaire à celle décrite au § 3.2.1, mais nous avons choisi une épaisseur $h=0,2a$ plus réaliste quant aux moyens technologiques disponible à l'INL. On peut voir reporté dans la Figure 47a la position des modes de Bloch lents.

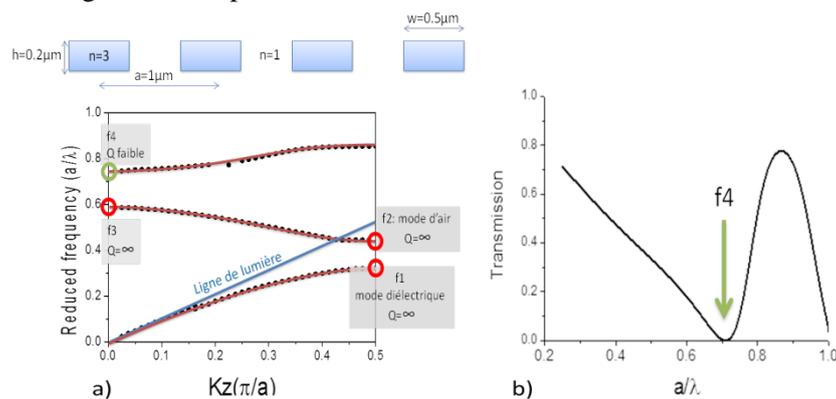


Figure 47 : Schéma du cristal photonique étudié ainsi que a) ses relations de dispersions pour une polarisation TE (FDTD) et b) spectre de transmission sous incidence normale correspondant

Nous avons cerclé de rouge les modes ne se couplant pas soit parce qu'ils sont au-dessous de la ligne de lumière (f_1, f_2) soit pour des raisons de symétrie (f_3). On peut voir sur le spectre de transmission (Figure 47b) que seul le mode f_4 est accessible. Son facteur de qualité est très faible et n'est par conséquent d'aucun intérêt pour le piégeage optique.

Nous allons donc maintenant appliquer l'approche double période à cette structure, nous devons donc modifier un motif sur deux. Parmi toutes les perturbations possibles nous avons choisi les plus simples à réaliser d'un point de vue technologique. Il s'agit soit de changer la largeur w d'un motif sur deux (nouvelle taille = $w \times f$), soit de le décaler (décalage = shift) de sa position originale (Figure 48a). Les spectres de transmission pour les deux cas ($f = 0$, shift = $0.05\mu\text{m}$) et ($f = 0.9$, shift = $0\mu\text{m}$) sont reportés dans la Figure 48b.

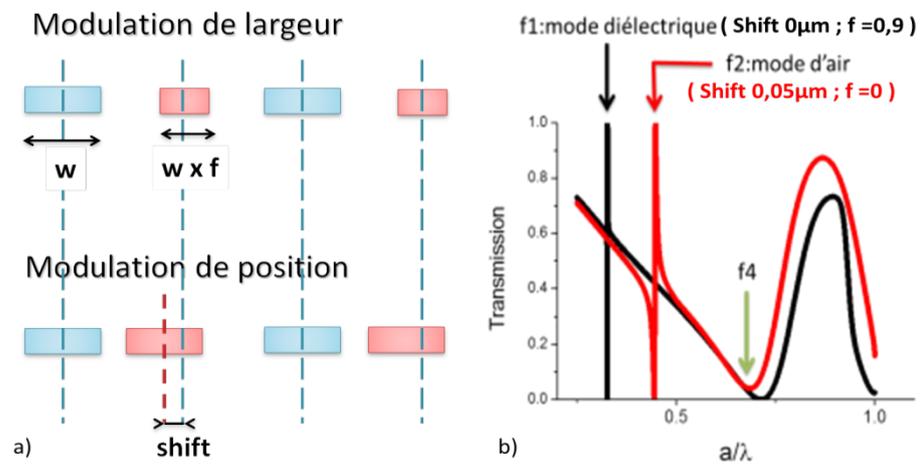


Figure 48 : a) Représentation des deux types de modulations envisagés pour réaliser un cristal photonique de période double. b) Spectre de transmission (polarisation TE) sous incidence normale, en rouge pour la modulation de position, en noir pour la modulation de largeur

Une première constatation est que pour chacune des perturbations, des modes à fort coefficient de qualités apparaissent. Ces modes correspondent aux modes f_1 et f_2 initialement sous le cône de lumière. Le mode f_1 est souvent appelé « mode diélectrique » car dans ce cas le champ électrique est concentré dans le matériau de fort indice ($n=3$ ici). Pour le mode f_2 , on parle de « mode d'air » car dans ce cas le champ est localisé dans les trous du cristal photonique.

Le second point important est que chaque perturbation ne permet de coupler qu'un seul mode : le mode diélectrique pour la modulation de position et le mode d'air pour la modulation de largeur. Cette dernière remarque est très importante car nous allons montrer qu'elle est très générale quel que soit le type de cristal photonique. Pour le montrer, nous allons

considérer le cas de la modulation de position. Nous avons reporté la perturbation d'indice qui en découle dans la Figure 49 ainsi que les modes d'air et de diélectrique. On peut voir que la symétrie de ces modes fait que l'intégrale de recouvrement entre le mode diélectrique et la perturbation est nulle alors qu'il est non nul pour les modes d'air. C'est pour cette raison que l'on peut coupler seulement les modes d'air dans ce cas.

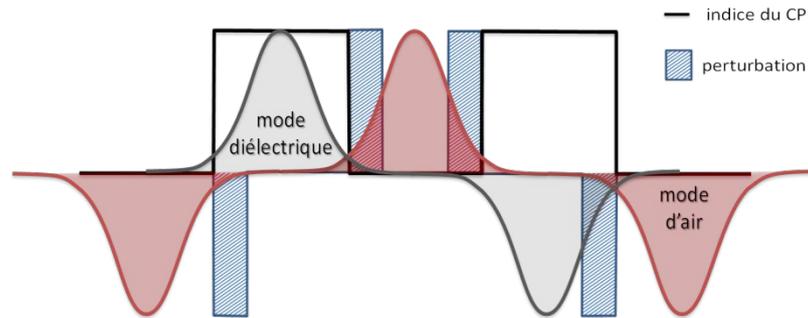


Figure 49 : Vue en coupe (centre du CP) représentant l'indice ainsi que la carte de champ des modes diélectrique et d'air. La zone hachurée correspond aux zones de recouvrement avec la perturbation induite par la modulation de position

Un raisonnement similaire explique le fait que l'on puisse coupler uniquement les modes diélectriques pour une modulation de largeur. Ce résultat s'appuyant sur des considérations de symétrie, il est général et s'applique comme nous le verrons par la suite en 3 dimensions pour des cristaux photoniques 2D.

Maintenant que nous avons montré qu'il était possible d'obtenir des modes à grand facteur de qualité grâce à l'approche double période, nous allons utiliser ces cristaux photoniques pour réaliser des cavités et évaluer leur performance pour le piégeage optique.

Cavité à mode lent pour le piégeage

Maintenant, nous allons réaliser une hétérostructure à partir de ces structures doubles périodes. Comme nous sommes intéressés par les applications pour le piégeage optique, nous allons utiliser la modulation de position pour générer des modes d'air, plus à même d'interagir avec des nanoparticules présentes dans le milieu ambiant. Pour être plus réaliste, nous avons conçu une structure à base de silicium sur silice plongée dans de l'eau et avec une longueur d'onde de résonance située vers $1.3\mu\text{m}$ (Figure 50).

La modulation de position de 180nm a été choisie de manière à obtenir un coefficient de qualité voisin de 1000. Ceci afin de diminuer le temps de calcul pour les forces optiques comme nous le verrons par la suite. Nous pouvons voir dans le spectre de transmission Figure 51, la ré-

sonnance de Fano vers $1.3\mu\text{m}$. On peut voir à l'aide de la carte de champ qu'il s'agit bien d'un mode d'air où le champ est confiné dans les trous du cristal photonique.

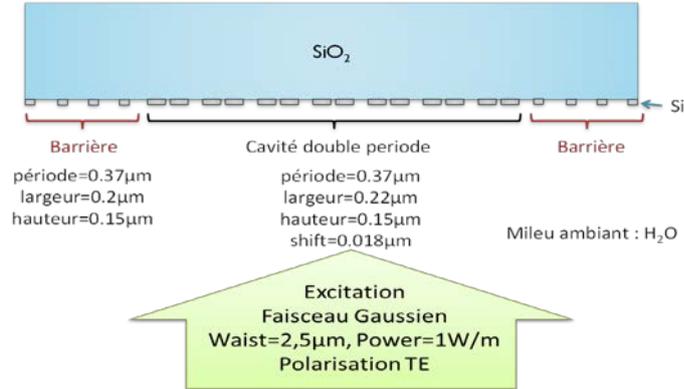


Figure 50 : Schéma de la cavité à double période pour le piégeage optique.

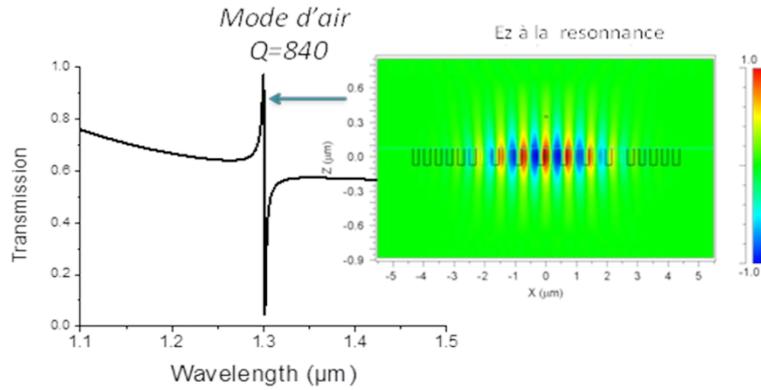


Figure 51 : Spectre de transmission (polarisation TE, calcul FDTD) de la cavité décrite dans la Figure 50 et carte du champ électrique à la résonance (vers $1.3\mu\text{m}$).

Calcul des forces optiques

Nous allons maintenant évaluer les performances en termes de piégeage optique de cette cavité. Nous allons considérer le cas de nanoparticules de 30nm de rayon d'indice $n = 1,5$. Pour cela il nous faut utiliser le formalisme du tenseur de Maxwell[91]. La force sur un temps moyen est donné par :

$$F_i = \oint_S \langle [T_{ij}] \rangle n_j dS \quad (3.1)$$

Où $\langle \rangle$ signifie la valeur moyenne sur une période optique et

$$[T_{ij}] = \left[\varepsilon E_i E_j + B_i B_j - \frac{1}{2} \delta_{ij} (\varepsilon E_i E_i + B_i B_i) \right] \quad (3.2)$$

ε représente la permittivité électrique du milieu ambiant et i et j les indices des deux composantes. Le calcul s'effectue comme suit :

- Calcul du champ incident généré par la source
- Calcul du champ diffusé par la particule
- Déduction du champ total (incident + diffusé) autour de l'objet
- Détermination de la surface d'intégration entourant l'objet
- Calcul du tenseur sur cette surface

Il faut noter que dans le cas de simulation 2D, l'intégrale de surface se réduit à une intégrale de contour. Si on veut dresser une carte de force optique, il faut pour chacune des positions de la nanoparticule calculer la carte de champ. Cela représente plusieurs milliers de simulations. C'est pour cela que nous avons conçu une cavité avec un facteur de qualité de l'ordre de 1000 constituant un bon compromis entre le temps de calcul et un facteur de qualité suffisamment élevé pour observer des effets significatifs. Le résultat obtenu est reporté Figure 52.

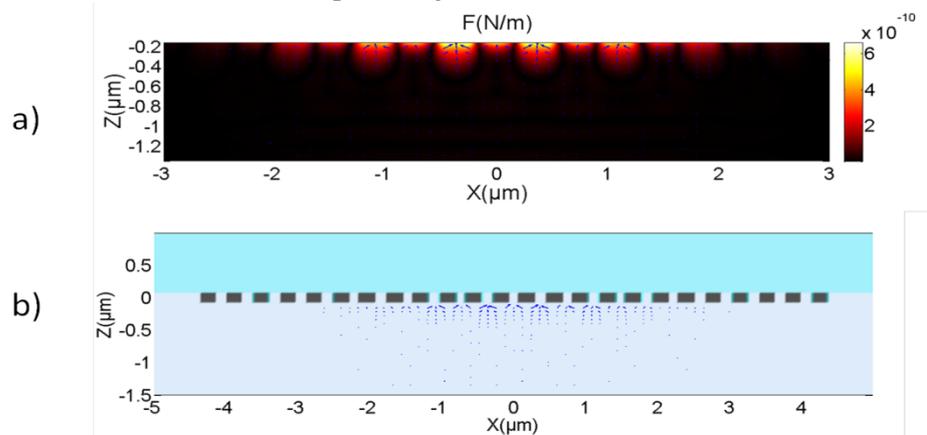


Figure 52 : Calcul des forces optiques pour une nanoparticule de 30nm de rayon d'indice 1.5 dans les conditions décrites dans la Figure 50 a)carte de champ (amplitude et vecteurs) b) champ de vecteurs auxquels on a superposé la structure diélectrique

On peut voir de ce résultat que chaque trou de la cavité se comporte comme une nanopince optique capable de piéger une nanoparticule. La structure à cristal photonique permet de générer autant de piège qu'il y a de trou. Pour nous rendre compte de l'efficacité de cette structure en termes de piégeage, nous avons comparé la force obtenue ici en [N/m] par la force que l'on obtiendrait avec une pince conventionnelle. Nous avons considéré deux cas :

- un faisceau dont la largeur est celle celui utilisé pour exciter la cavité (5 μm)
- un faisceau en limite de diffraction à 1.3 μm (0.6 μm).

Le résultat de la simulation est reporté sur la figure suivante.

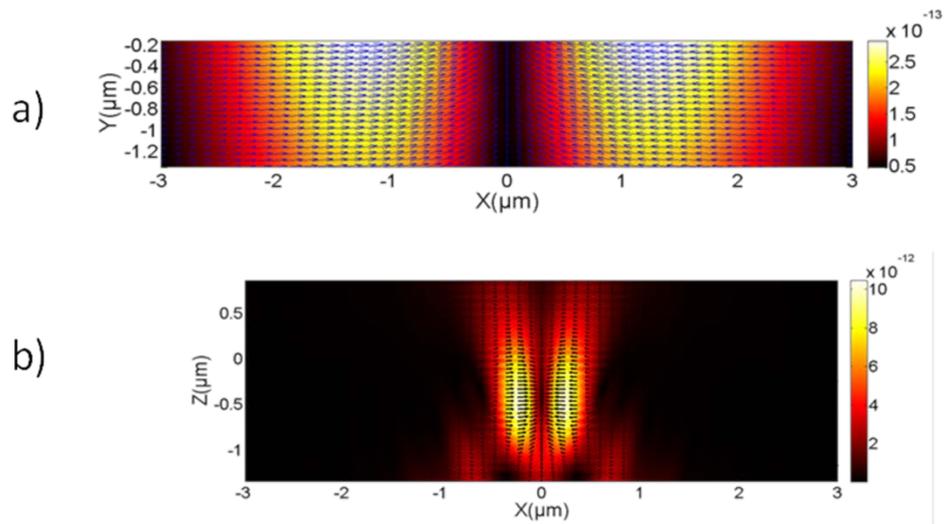


Figure 53 : Calcul de forces optiques (en N/m) pour des faisceaux gaussien de 1W/m dans l'eau pour une nanoparticule de 30nm de rayon d'indice 1.5 a) waist de 2,5 μm b) waist de 0.3 μm

On peut voir que les forces optiques générées dans la cavité à mode de Bloch lent est de 3 ordres de grandeurs supérieur à celui qui correspond à un faisceau de 5 μm et de deux ordres de grandeurs si l'on compare au cas du faisceau en limite de diffraction. Ce résultat est très important puisqu'il valide de manière quantitative l'intérêt de notre approche.

3.5.2 Etude de structure 3D

Nous allons maintenant passé aux modélisations 3D que nous avons faites. Ces modélisations demandant plus de ressources de calcul, nous nous sommes concentrés sur la conception d'une cavité à mode de Bloch lent en utilisant l'approche double période.

Cristal photonique infini

Nous sommes partis dans un premier temps d'une structure à cristal photonique 2D avec une maille carrée. A ce stade de la thèse nous disposons de couches InP/SiO₂/Si (Figure 54a). Nous avons donc considéré que les trous constituant le cristal photonique sont entièrement gravés dans la couche d'InP. Nous avons visé une longueur d'onde de fonctionnement en milieu fluide à 1.3 μm. Une période de 330nm avec des rayons de 99nm permettent d'obtenir une résonance d'air vers 1.3 μm (soit $1/\lambda = 0,77 \mu m^{-1}$) comme on peut le voir sur la Figure 54b. Cette résonance sous le cône de lumière présente une faible courbure, il s'agit d'un bon candidat pour réaliser une cavité à mode de Bloch lent.

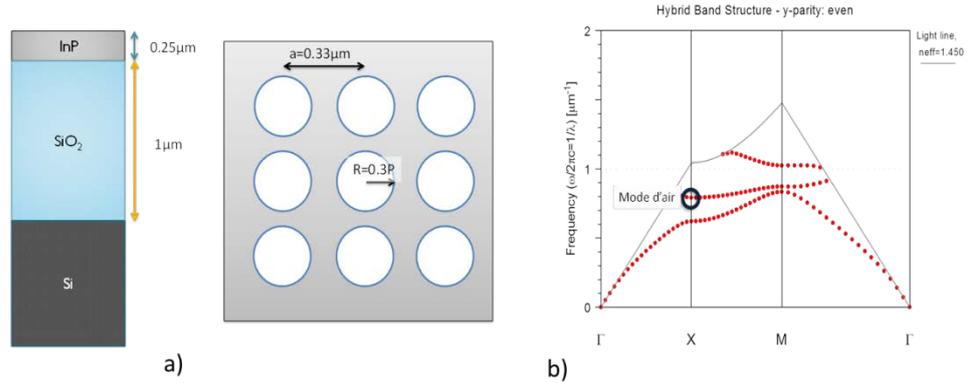


Figure 54 : a) Vue en coupe et de dessus du cristal photonique à réseau carré. b) Diagramme de dispersion (μm^{-1}) de cette structure pour la polarisation TE (le long de l'axe des trous).

Pour rendre ce mode accessible, il faut réaliser une double période pour un cristal photonique 2D. Nous avons choisi de moduler le rayon des trous pour pouvoir coupler ce mode d'air comme on peut le voir dans la Figure 55. Ici, les trous sont de 99nm et 94 nm de rayons.

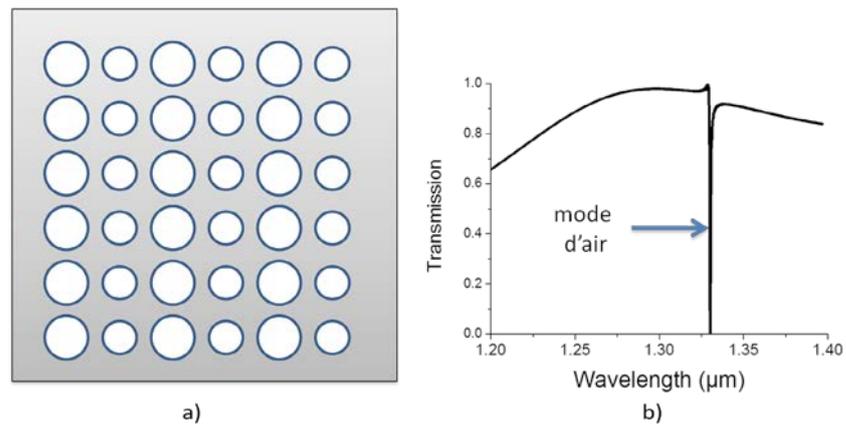


Figure 55 : a) Schéma du CP à double période (trous de 99nm et 94 nm de rayon, période 330nm) b) spectre de transmission sous incidence normale pour la polarisation TE.

Comme nous l'avions prévu, on peut voir sur le spectre de transmission l'excitation du mode d'air sur cette structure.

Cavité à modes de Bloch lent

Ici, nous allons suivre la même démarche que précédemment, nous allons réaliser une hétérostructure pour mettre en cavité ce mode de Bloch lent. La cavité est reportée dans la Figure 56. Les trous rouges correspondent à la barrière et ont un rayon de 132nm.

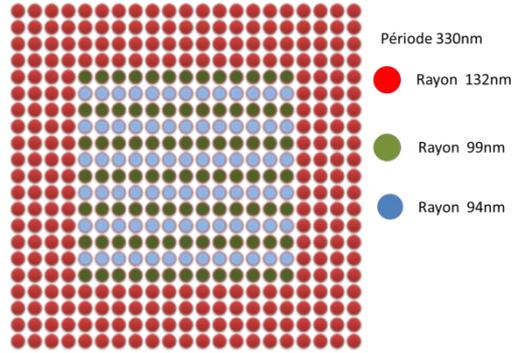


Figure 56 : Schéma de la cavité à modes de Bloch lent

La cavité est réalisée à partir du cristal photonique présenté précédemment. Le spectre de transmission est reporté dans la Figure 57. On peut clairement voir la résonance de Fano correspondant au mode d'air. Le coefficient de qualité est de l'ordre de 1600.

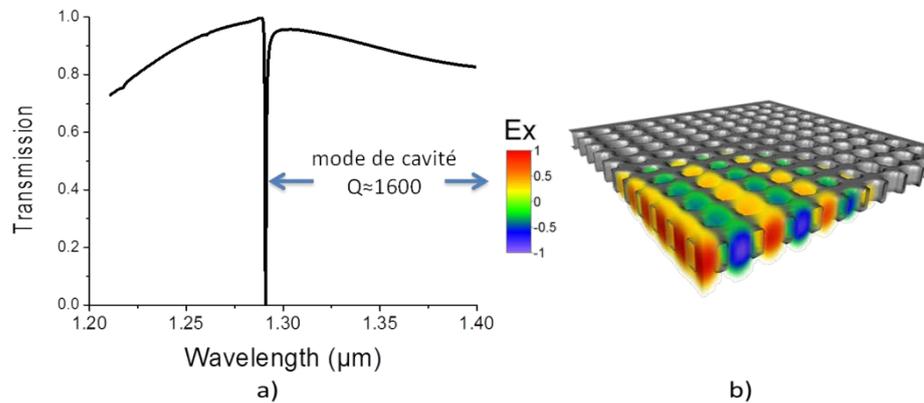


Figure 57 : a) spectre de transmission de la cavité décrite dans la Figure 56 (excitation : faisceau Gaussien, polarisation TE et waist 2µm) b) carte de champ du mode cavité.

La carte de champ du mode montre que celui-ci est localisé dans les trous de la structure. De plus le couplage avec le mode est très bon (la transmission descend bien à 0). Nous avons donc atteint notre objectif : la conception 3D d'une cavité à modes de Bloch lent à fort coefficient de qualité facilement adressable par la surface.

3.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons exposé la démarche qui a été la nôtre pour la conception des cavités à mode de Bloch lent pour le piégeage optique. Nous avons commencé par un rappel sur les cristaux photoniques. Lors de ce rappel, nous avons insisté sur l'aspect propagatif (mode de Bloch lent) et plus particulièrement sur les modes de Bloch à pertes au-dessus du cône de lumière.

Nous avons montré que l'on pouvait mettre à profit ces pertes pour les exciter efficacement par des ondes planes en incidence normale dans le cas du cristal infini. Pour les structures finies, nous avons utilisé des hétérostructures pour réaliser des cavités facilement adressables par un faisceau Gaussien de la taille de la cavité.

Dans un premier temps, nous avons conçu des structures 3D à base de cavités couplées respectant les contraintes technologiques et expérimentales. Nous avons pu montrer que l'on pouvait ainsi réaliser des cavités à modes de Bloch lent. Malheureusement, les facteurs de qualités que nous avons obtenus sont de l'ordre de quelques centaines.

Nous avons développé l'approche dite à « période double » pour aller au-delà. Cette approche s'appuie sur une modulation d'un cristal photonique « simple ». Nous avons montré qu'une modulation de période double permet de replier la structure de bande du cristal photonique et rendre ainsi accessible des modes qui étaient originalement sous le cône de lumière. En suivant cette approche, nous avons montré qu'il était possible de réaliser des cavités à mode de Bloch lent à fort coefficient de qualité facilement adressable par la surface.

De plus, les études 2D nous ont permis de montrer que ce nouveau type de cavité est très performant pour le piégeage optique. Les forces générées sont de deux ordres de grandeurs plus fortes que ce que l'on peut obtenir dans le cas de pinces « conventionnelles » en limite de diffraction.

Ces études théoriques étant faites, il reste maintenant à démontrer expérimentalement le bien fondé de notre approche. C'est justement l'objet du prochain chapitre.

Chapitre 4

Démonstration du Piégeage Optique

4.1 Introduction

Dans le précédent chapitre nous avons vu un nouveau principe permettant d'obtenir des structures à fort facteur de qualité. En se basant sur le principe de double période, nous avons vu qu'il est possible d'adresser sous incidence normale des résonances qui se trouve initialement sous le cône de lumière. De cette manière nous pouvons obtenir des facteurs de qualité supérieure à 1500 dans l'eau où l'énergie électromagnétique est confinée dans les trous « d'air ». Fort de ces résultats, les études sur le piégeage ont pu être entamées.

Dans cette partie nous présentons les structures étudiées, leur caractérisation optique et la démonstration du piégeage en fonction des tailles des particules.

Nous présenterons tout d'abord la cellule fluïdique dans laquelle nous réalisons les mesures ainsi que le protocole d'excitation des dispositifs. Nous montrerons ainsi les résultats obtenues sur le piégeage des nanoparticules par l'intermédiaire des différents dispositifs étudiés. Enfin nous conclurons sur l'efficacité de ces structures pour le piégeage de nanoparticules.

4.2 Prérequis expérimentaux

4.2.1 Cellule microfluidique

La première étape fut la réalisation d'une cellule permettant l'étude des échantillons en milieu fluïdique (Figure 58). Cette cellule devait satisfaire à plusieurs contraintes pratiques. Elle doit prendre en compte les contraintes géométriques liées à la taille des dispositifs mais aussi des contraintes optiques pour accéder aux faces avant et arrière des structures.

Dans un premier temps, nous avons exploré les solutions présentées dans la littérature [45] qui s'appuie sur l'utilisation de scotch double face « gene frame » qui ne pollue pas les mesures en milieu fluïdique. Malheureusement il est vite apparu que la taille de nos échantillons (inférieur au cm^2) et l'utilisation de l'éthanol n'était pas compatible avec cette approche. De plus la contrainte liée à l'épaisseur de l'échantillon rendait cette solution peu adaptée. C'est pour cela que nous avons décidé de réaliser par une cellule fluïdique adaptée.

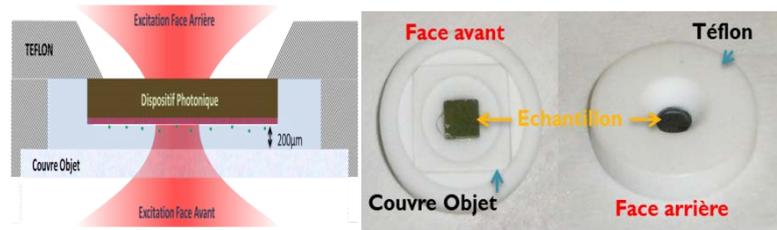


Figure 58 : Synoptique et photo face avant et arrière de la cellule fluïdique

La cellule est pour la plus grande part réalisée en téflon. L'échantillon fait lui-même joint d'étanchéité. Comme on peut le voir sur la Figure 58, le dimensionnement est tel que le couvercle objet se trouve à 200µm environ de la surface de l'échantillon : Ceci permet d'avoir une épaisseur raisonnable pour limiter les effets liés à l'absorption de l'eau. Cette cellule étanche permet l'accès optique à la face avant et arrière de la structure. Il est ainsi possible de réaliser des mesures en réflexion et transmission.

4.2.2 Excitation des dispositifs

Les dispositifs que nous avons étudiés au cours de ce travail consistent en des cavités multimodes à base de cristaux photoniques. Si le faisceau (de type gaussien) à des dimensions de l'ordre de la cavité et que celui-ci est bien centré, on excite principalement le mode fondamental. Néanmoins un léger décalage de l'excitation de la fraction de µm est suffisant pour exciter les modes d'ordres supérieurs. Nous avons reporté les spectres d'une cavité à fort coefficient de qualité sur la Figure 59. Ces spectres correspondent à une excitation centrée puis décalée de -1,6 et +1,4µm.

On peut voir que le décalage de l'excitation fait apparaître des modes d'ordres supérieurs. Le désalignement influe même la résonance principale. Avec pour conséquence, un couplage moins bon du faisceau au mode fondamental de la cavité.

Cette problématique de positionnement est importante pour le piégeage. Comme un léger décalage affecte le couplage au mode, il faut avoir un moyen de le détecter en temps réel. Si ce contrôle est évident avec une source large bande, il l'est moins avec un laser monochromatique. Notre laser étant accordable on pourrait faire un balayage en longueur d'onde, ou, tout bonnement effectuer une mesure par l'intermédiaire de la source large bande, mais le temps prit par ces deux approches serait très préjudiciable au temps d'expérimentation.

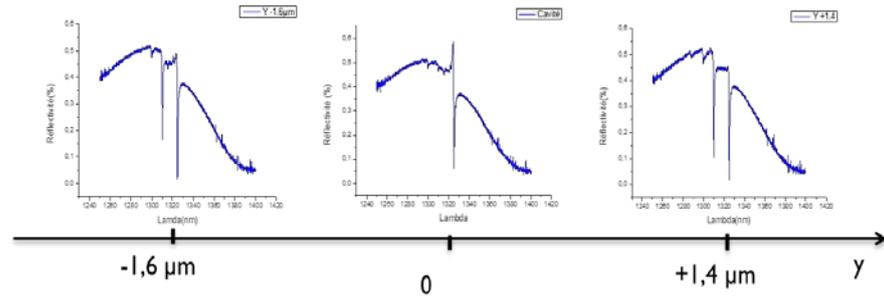


Figure 59 : Spectres de réflectivités prient en plusieurs points (-1,6 μm ; 0 ; +1,4 μm) suivant un axe.

Nous avons contourné ce problème en utilisant l'émission spontanée du laser. Celle-ci nous permet d'obtenir en temps réel la réponse spectral du dispositif. Ainsi il est possible à chaque instant de repérer la résonance, de voir si les conditions de couplage sont bonnes, et de savoir comment se positionne la longueur d'onde du laser par rapport à la longueur d'onde de résonance. Pour illustrer ce point nous présentons le résultat d'une telle mesure sur la Figure 60.

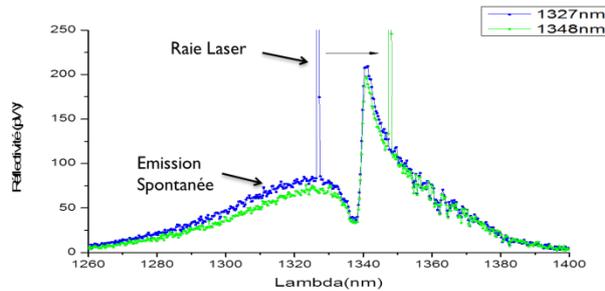


Figure 60 : Puissance réfléchie du laser sur la structure pour deux longueurs d'ondes (1327nm et 1348nm)

On peut voir distinctement sur la figure la résonance de Fano du mode fondamental et les positions de la raie laser pour une excitation de 1327nm et 1348nm. En plus du positionnement spatial, cette approche résout le problème de positionnement spectral.

Dans le cadre de ce travail nous avons testé les deux types de cavité présentée dans le chapitre précédent. Les cavités couplées sur un réseau carré et les doubles périodes. Nous allons présenter maintenant ces structures, leur caractérisation optique ainsi que les tests de piégeage obtenu sur le banc expérimental présenté dans le chapitre 2.

4.3 Cavités couplées

4.3.1 Présentation de l'échantillon

Nous avons vu au chapitre trois que l'on pouvait obtenir des cavités avec des facteurs de qualités raisonnables de l'ordre de quelques centaines en utilisant un cristal photonique à base de cavité couplée sur réseau carré. Le confinement latéral est obtenu par la réalisation d'une hétérostructure : la cavité est entourée par une barrière obtenue en utilisant le même réseau de cavités couplées avec des trous plus gros.

La Figure 61a montre une vue en coupe montrant la membrane sur laquelle a été réalisé les cavités couplées. Il s'agit d'une membrane de 235nm d'InP ($n = 3,2$ à $1,3\mu\text{m}$) reporté sur $1\mu\text{m}$ de silice ($n = 1,53$), le tout repose sur un substrat en silicium non polie face arrière.

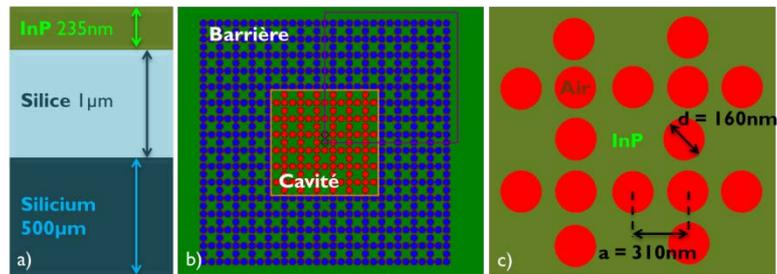


Figure 61 : Présentation de la structure de cavités couplées sur réseau carré a) Vue en coupe b) Vue de dessus, en rouge les trous de la cavité, en bleu les trous permettant de définir la barrière c) Paramètres des cavités

Les Figure 61b et Figure 61c donne une vue schématique du dessus de la structure visée. La région avec les trous en rouge représente la cavité et ceux en bleu correspond à la barrière photonique. La simulation a permis de déterminer les paramètres géométriques pour obtenir un mode de Bloch lent en cavité vers $1,3\mu\text{m}$. Les paramètres sont les suivants : une période a qui définit la distance entre trous de 310nm, un diamètre de trou de 160nm pour ceux de la cavité en rouge. La taille des trous de la barrière est de 180nm ce qui constitue un bon compromis pour confiner le mode latéralement sans qu'il y ait trop de pertes aux frontières.

Il faut préciser que tous les échantillons présentés ici ont été réalisés sous la supervision de C. Jamois sur la plateforme technologique Nano Lyon. La Figure 63 montre des images MEB du dessus du dispositif après réalisation. Cette structure possède une période proche des 310nm attendu. Comme on peut le voir sur les images b) et c) les trous de la cavité et de la

barrière ont une forme circulaire approximative – liée à des problèmes de contrôle du courant de l'eBeam – ce qui induit une certaine dispersion. Nous noterons tout de même que les trous de la cavité sont au minimum de l'ordre de 140nm de diamètre et ceux de la barrière d'au moins 173nm. La taille d'un côté de la cavité est ici de 15 motif carré soit $15 \times 2 \times 310 \text{nm} = 9,3 \mu\text{m}$.

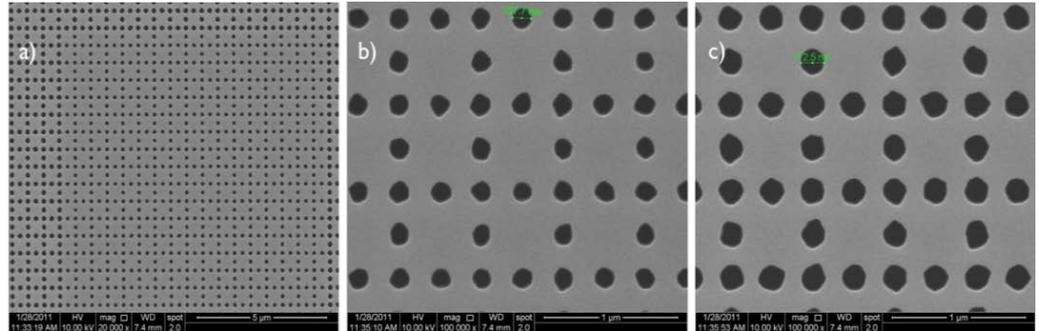


Figure 62 : Images MEB du dispositif réalisé a) Vue d'ensemble de la cavité et de la barrière b) zoom sur la cavité c) zoom sur la barrière.

4.3.2 Caractérisation Optique en milieu fluide

Nous présentons maintenant la caractérisation de cette structure obtenue avec le banc optique présenté dans le chapitre 2. Sauf mention contraire les paramètres expérimentaux pour l'ensemble des caractérisations présentés dans ce manuscrit sont ceux cités ici :

La source large bande utilisée pour les mesures de réflectivités est une source 1260-1650nm Amonics de puissance totale de 10mW. La sortie fibré monomode FC/APC est connectée au triplet collimateur (centré à 1310nm) par le contrôleur de polarisation. Le faisceau est focalisé sur la structure par le NIR x20 Mitutoyo NA 0,4. Le signal réfléchi est séparé du signal incident par le circulateur puis envoyé sur un spectromètre fibré monomode FC/PC Avantes de longueur d'onde 600-1800nm. La résolution maximale est de 0,03nm.

La mesure de réflectivité par la face avant de ce dispositif est représentée sur la Figure 63. Le spectre de réflectivité de la cavité à l'air est reporté en noir, en rouge celui obtenue dans l'eau et en bleu dans l'éthanol. Pour ces trois mesures on obtient une résonance de Fano caractéristique de l'excitation du mode de Bloch dont le facteur de qualité pour chacune de ces mesures est de l'ordre d'une centaine, il n'y a donc pas de dégradation sous immersion. A l'air la résonance est centrée sur 1309nm. Dans l'eau et dans l'éthanol on observe un décalage de la résonance de 32nm et de 36,1nm respectivement. Ce décalage vers les basses énergies était attendu

car en immergeant le dispositif nous augmentons l'indice du milieu environnant.

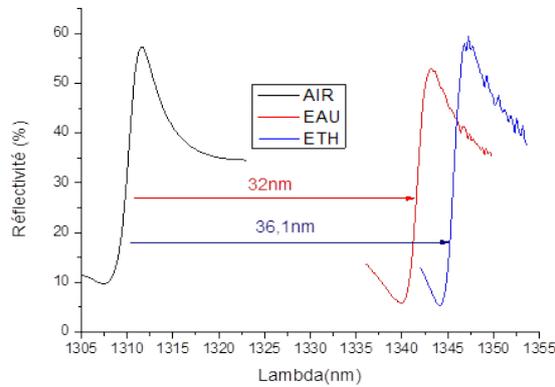


Figure 63 : Spectre de réflectivité de la cavité (figure 3c) dans l'air (noir), dans l'eau (rouge), dans l'éthanol (bleu).

Nous allons comparer ces résultats aux résultats de simulation FDTD (Figure 64) obtenu avec les dimensions déduite des images MEB de la structure.

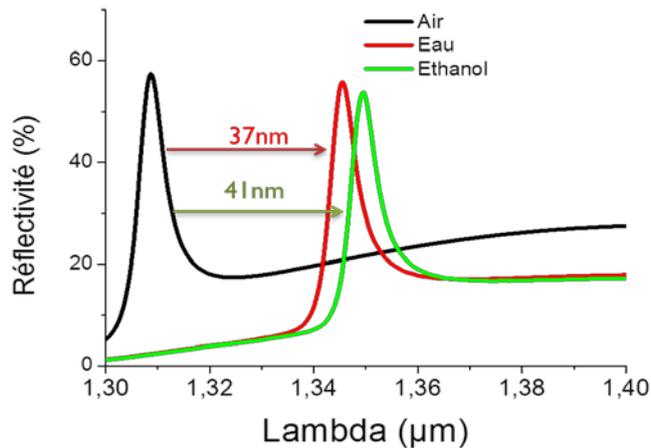


Figure 64 Simulation FDTD 3D de la structure à cavité couplées suivant 3 environnements: à l'air, à l'eau, à l'éthanol.

L'accord avec les résultats expérimentaux est remarquable, surtout si l'on considère les imperfections technologiques. Le décalage de la position de la résonance entre les simulations dans l'air et l'eau (37nm) est légèrement plus grand que celui observé expérimentalement (32nm). Ceci peut facilement s'expliquer par de petits écarts dimensionnels entre la structure simulée et la structure réelle. De plus, ces simulations nous indiquent que l'infiltration des trous par l'eau est quasiment parfaite. En effet, dans le cas de l'éthanol (liquide à fort pouvoir mouillant), on est sûr que la structure est parfaitement infiltrée. On peut donc prendre la résonance de Fano correspondante comme référence. On constate bien que l'écart spec-

tral eau-éthanol est identique (4nm) dans les simulations et les mesures expérimentales.

4.3.1 Démonstration du piégeage

Nous présentons ici deux résultats de piégeage avec cette cavité. L'un avec des particules de $1\mu\text{m}$ l'autre de 500nm . Sauf mention contraire pour les études de piégeage nous utilisons le même l'objectif que pour les caractérisations qui sert aussi à visualiser les particules. La puissance d'excitation du laser est proche de 1mW en sortie de l'objectif avec un waist de $2,5\mu\text{m}$. Il en résulte une densité de puissance de l'ordre de 2.10^7W.m^{-2} . Cette estimation est surestimée car elle ne tient pas compte de l'absorption de l'eau et réflexion de Fresnel.

Particules de $1\mu\text{m}$

Nous avons décidé de commencer cette étude à l'aide de particules de $1\mu\text{m}$ plus aisées à visualiser sur de longue période de temps. Leur trajectoire est donc facilement mesurable. Du point de vue des forces optiques, on peut les piéger latéralement par les forces de gradient et la pression de radiation les maintiens contre la surface (en mode réflexion). Il est même possible de les déplacer jusqu'à quelques $\mu\text{m/s}$ toujours contre la surface.

Pour étudier l'influence de cette cavité sur cette taille de particule nous avons comparé les trajectoires d'une même particule suivant 3 configurations :

Cas 1 : Particule piégé sur le substrat d'InP brut

Cas 2 : Particule piégé sur la cavité avec une excitation hors résonance (λ_{nr})

Cas 3 : Particule piégé sur la cavité avec une excitation à la résonance (λ_r)

On peut voir dans la Figure 65 que les trajectoires, sur le substrat (Figure 65b) et lorsque l'on excite la cavité à λ_{nr} (Figure 65a) (trajectoire bleu points rouge), les déplacements de la particule sont sensiblement identique. L'écart type de la distribution des positions approximer à une gaussienne est de l'ordre de 600nm . Par contre, dès que l'on excite la cavité λ_r (Figure 65a et Figure 65b) (trajectoire en vert et points noirs), on voit que le confinement est bien plus important avec un écart type de l'ordre de 200nm par dimension. Le confinement dû au piégeage est amélioré d'un facteur 3.

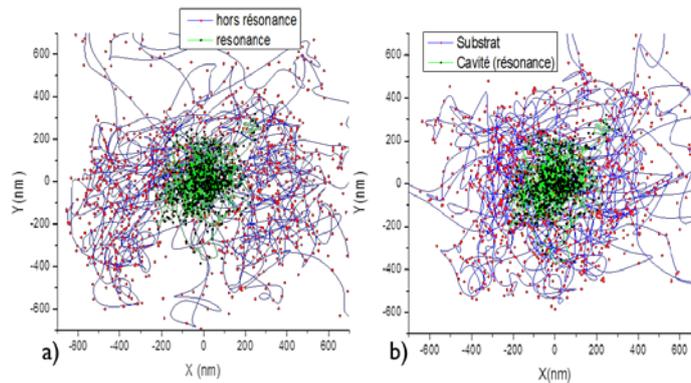


Figure 65 : Trajectoire d'une particule de 1µm piégée enregistrée pendant 50s à 20img/s. a) sur la cavité à résonance et hors résonance b) sur la cavité à résonance et sur le substrat.

Comme nous l'avons vu au chapitre 1, il est possible de reconstruire le puits de potentiel de piégeage à partir de l'histogramme $P(x)$ des positions de la particule. $P(x)$ étant proportionnel à $\exp(-U / K_B T)$, en traçant $-\ln(P(x))$ on obtient le potentiel en unité $K_B T$. Nous avons reporté les puits de potentiel déduit des trajectoires sur la Figure 66. Par un ajustement parabolique, nous déduisons une constante de raideur de 0,14pN/µm sur la cavité à la résonance et de 0,015pN/µm sur le substrat. Nous obtenons donc presque un ordre de grandeur supplémentaire sur la constante de raideur. Ce résultat était d'ailleurs attendu car la constante de raideur est proportionnelle au carré de l'écart type de la position (la particule est 3 fois plus confinée à la résonance).

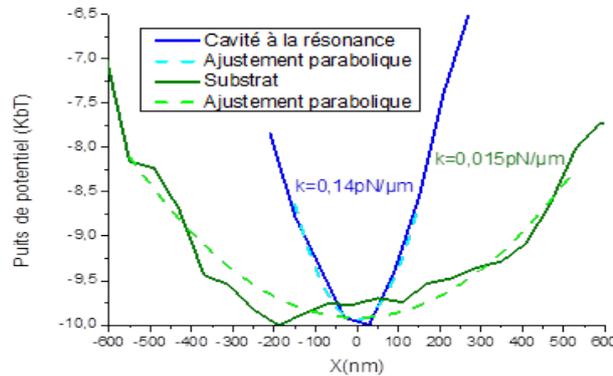


Figure 66: Puits de potentiel suivant l'axe X des trajectoires de la particule de 1µm piégée sur le substrat et sur la cavité à la résonance.

Ces premiers résultats sont très intéressants, il montre qu'une cavité à faible coefficient de qualité peut augmenter significativement l'efficacité de piégeage. Néanmoins une analyse fine expérimentale et théorique reste à faire. Ce travail n'a pas pu être fait dans cette thèse, faute de temps. Il reste par exemple à calibrer en absolu le potentiel de piégeage.

En effet, les potentiels déduits ici, le sont à une constante près. On peut déterminer leurs profondeurs en absolu en soumettant par exemple la particule à une force visqueuse.

Particule de 500nm

Par la suite nous sommes passés à l'étude de particules de 500nm de diamètre. La division par deux de la taille des particules entraîne une division d'un facteur 8 de la force optique. Nous n'avons pas pu mettre en évidence un piégeage stable de ces particules. Néanmoins lors de nos essais expérimentaux, il nous est apparu que les particules semblaient ressentir un ralentissement de leur déplacement lorsqu'elle était sur la cavité. Pour l'étude spécifique de ce piégeage partiel, il est intéressant d'introduire la notion de déplacement quadratique moyen (MSD) [92][93][94]. Il est défini par :

$$MSD = \langle \Delta r^2 (\Delta t) \rangle = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \Delta r_i^2 (\Delta t) \tag{4.0}$$

Où r correspond à la position 2D de la particule à l'instant t et $r_i = r(t_i)$, $r_{i+1} = r(t_i + \Delta t)$ et $\Delta r_i = r_{i+1} - r_i$ avec Δt le temps entre deux images d'un film par exemple. La pente du MSD obtenue est une signature du processus de diffusion. On montre que le MSD d'une particule brownienne fluctuant librement dépend proportionnellement du coefficient de diffusion de la particule par rapport au temps. Pour obtenir une valeur fiable de ce coefficient, il est nécessaire que la particule soit éloignée de toutes surfaces et établir une moyenne sur un ensemble conséquent de trajectoire. A cela se rajoute une détermination judicieuse de Δt en fonction de la dynamique de l'objet étudié. Nous nous limiterons ici à montrer simplement qu'en traçant le MSD, on peut dire si la particule est contrainte.

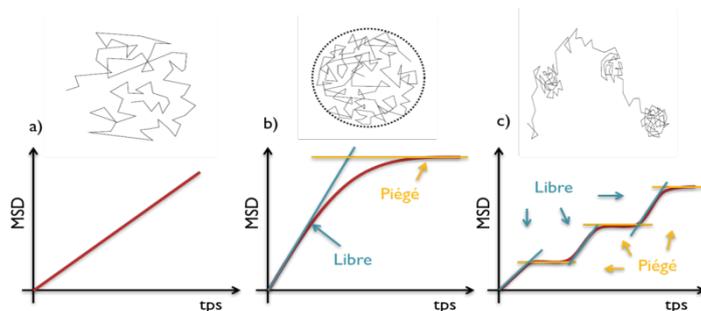


Figure 67 : Déplacement quadratique moyen (MSD) a) d'une particule libre b) d'une particule libre puis piégé c) d'une particule libre temporairement piégé.

La Figure 67 montre de façon triviale le comportement du MSD selon trois cas. Pour chaque sous figure (a,b,c) est représentée une trajectoire en

2D typique et le MSD correspondant. Ainsi dans la Figure 67a, la trajectoire au cours du temps d'une particule libre induit un MSD linéaire dont la pente est théoriquement le coefficient de diffusion. Si cette particule se retrouve piégée (Figure 67b), alors la pente du MSD devient sous linéaire et tend vers une constante – qui permet aussi de déduire la constante de raideur d'une pince optique conventionnelle par exemple –. Dans le cas où la particule libre est temporairement piégée au cours du temps des variations de pente apparaissent. Ces variations correspondent au processus de piégeage/dépiégeage (Figure 67c).

Nous avons reporté sur la Figure 68 le MSD de la trajectoire d'une particule de 500nm visualisé dans l'insert.

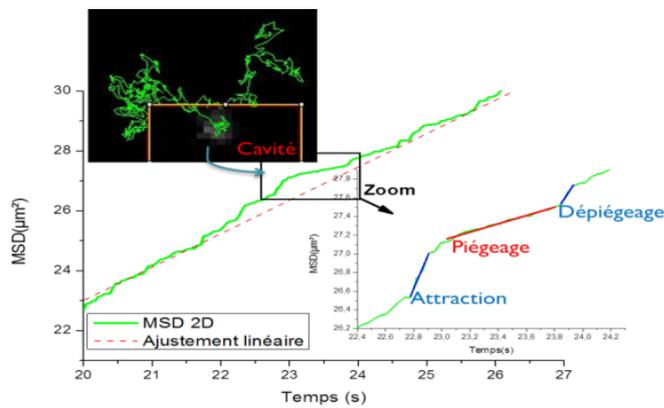


Figure 68 : Déplacement quadratique moyen 2D d'une particule de 500nm. En insert : image de l'évolution de la trajectoire de la particule jusqu'au moment où elle est confinée sur la cavité

Sur les 44s de cette trajectoire nous avons réalisé un ajustement linéaire (pointillé rouge). Au temps long le MSD est approximativement linéaire avec un coefficient de diffusion de l'ordre de $0,28\mu\text{m}^2/\text{s}$. Une particule de cette taille en polystyrène dans l'eau à 320K fluctuant loin des bords possède un coefficient de diffusion de l'ordre $0,88\mu\text{m}^2/\text{s}$ [95]. Pour prendre en compte les effets de surface, qui est le cas ici, il faut rajouter un facteur de correction qui dépend de la hauteur de la particule par rapport à cette dernière selon la loi de Faxen, qui indique de réduire le coefficient d'un facteur proche de 3 lorsque la bille est quasiment contre à la surface [96] ce qui donne ainsi le même ordre de grandeur.

Cependant entre 22,8 et 24 seconde la particule se situe sur la cavité et l'on a pu mettre en évidence un processus de piégeage/dépiégeage. On peut voir sur le zoom qu'il y a une phase d'accélération (coefficient de diffusion de l'ordre de $0,9\mu\text{m}^2/\text{s}$) qui correspond à l'attraction de la particule par les forces optiques. Celle-ci est ensuite ralentie ($0,1\mu\text{m}^2/\text{s}$) durant 400ms puis ré-accélère ($0,5\mu\text{m}^2/\text{s}$) en sortant de la cavité.

Il y a une amélioration par rapport à ce que nous voyons habituellement sur le substrat, où les particules ne subissent aucun ralentissement lorsque celle-ci traverse le spot du faisceau – une pince optique conventionnelle utilise des densités supérieures à 10^9 W/m pour piéger efficacement cette taille de particule soit presque deux ordres de grandeur par rapport à celle utilisée ici – Il est pour autant difficile pour l’instant de conclure sur l’efficacité de cette cavité pour cette taille de particule.

4.3.2 Conclusion

Cette première étude sur les cavités couplées, réalisée lors de la mise en place du banc d’optique nous a permis d’obtenir quelques résultats importants et nécessaires pour la poursuite de cette étude.

Tout d’abord par les mesures de caractérisation nous avons pu vérifier l’accord satisfaisant entre les simulations et les mesures optiques. De plus, les décalages de la longueur d’onde de résonance à l’air, à l’eau et à l’éthanol nous invitent à penser que l’eau s’infiltrerait en quasi-totalité dans les trous et que la résonance ne s’en trouve pas dégradée.

Un premier résultat de piégeage optique est obtenu avec des particules de $1\mu\text{m}$ de diamètre. La constante de raideur du piège avec la cavité est augmentée de presque d’un ordre de grandeur, soit une diminution d’un facteur 3 des fluctuations de la particule par rapport au substrat, ce avec les mêmes conditions expérimentales. Enfin un premier indice pour le piégeage de particule de 500nm a pu être observé.

A la suite de ce résultat il est apparu nécessaire de travailler sur des cavités à plus fort coefficient de qualité, ce qui fait l’objet des paragraphes suivants.

4.4 Double Période

Les résultats précédents ont été très encourageants mais le coefficient de qualité Q atteint pour ces structures est relativement modéré. Dans ce contexte nous avons établi une stratégie pour développer des cristaux photoniques à fort coefficient.

Nous avons vu dans le chapitre précédent que des structures à doubles périodes permettent aisément d’avoir des facteurs de qualité $Q > 1000$. De plus pour ces structures les modes excités sont les modes d’« air » essentiellement présents dans les trous du CP.

Ce travail comporte deux étapes essentiellement liées à la technologie. Dans un premier temps nous avons validé le concept à l’aide d’une

structure réalisé sur InP. Par la suite le procédé technologique a été développé dans la filière SOI.

4.4.1 Présentation des échantillons

Nous allons présenter ici les structures sur lesquels nous avons reporté des résultats de piégeage optique. Elles sont au nombre de trois. Une structure obtenue sur InP et deux sur SOI.

La Figure 69a présente la vue en coupe de la structure sur InP, identique à celle des cavités couplées étudié précédemment. La Figure 69b est une vue en coupe des structures sur SOI qui cette fois ci sont polie face arrière. Une couche de silicium de 300nm ($n=3,5$ à $1,36\mu\text{m}$) déposé sur $2\mu\text{m}$ de silice ($n=1,45$) joue le rôle de membrane photonique à l'identique de la membrane d'InP.

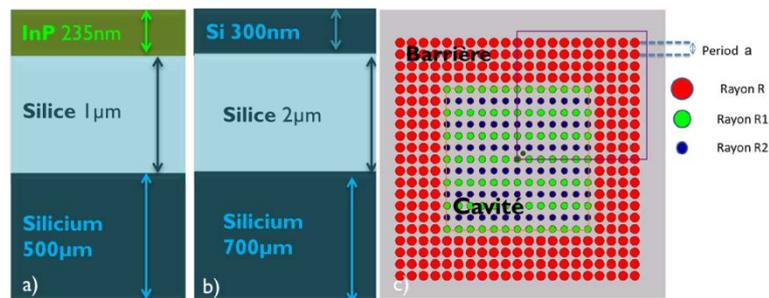


Figure 69 : Présentation de la structure à double période en cavité. a) Vue en coupe sur InP b) Vue en coupe sur SOI c) Vue du dessus de la structure à double période.

La Figure 69c reporte une vue schématique général à toutes les structures. La cavité à double période défini par la modulation de la taille des trous R1 et R2 et le nombre de double période (ici 6). Elle est entourée d'une barrière photonique avec des trous de rayon R supérieurs aux deux autres. Les paramètres nécessaires à la réalisation de ces dispositifs pour obtenir une résonance vers $1,3\mu\text{m}$ sont déduits de simulation et sont reporté dans le Tableau 3.

Dispositif		a (nm)	R1 (nm)	R2 (nm)	R (nm)
InP	Simulation	330	99	94	132
	Mesure	330	98	83	140
SOI	Simulation	300	90	81	120
	Mesure	300	88	75	116

Tableau 3 : Paramètres de conception des dispositifs et mesures obtenue après réalisation des structures sur InP et SOI. Les mesures ici sont des moyennes. Les cavités A et B présentent les mêmes valeurs pour les simulations et les mesures.

La première structure à double période obtenue sur InP et étudiée ci-après est une cavité de 10 doubles périodes de $6,6\mu\text{m}$ de côté. Les se-

condes cavités étudiées sont, elles réalisées sur SOI et nommées A et B. Sur la Figure 70 ont reporté une des deux structures obtenue sur SOI.

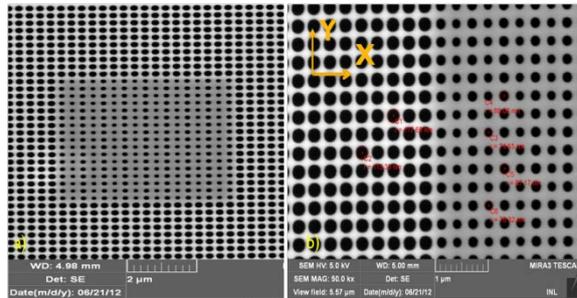


Figure 70 : Images MEB de structure à double période sur SOI. a) Cavité A de 8 doubles périodes soit de 4,8µm de côté. b) Zoom sur cette même cavité.

La cavité A est composée de 8 doubles périodes soit une taille de 4,8µm. La cavité B est composée de 12 doubles périodes soit une taille 7,2µm. Ces figures montrent l'un des derniers dispositifs réalisés pendant cette thèse, on note que le savoir-faire technologique a atteint ici une qualité remarquable. Notamment une nouvelle étape de double insolation dans le processus de fabrication a permis de réduire significativement les irrégularités.

4.4.2 Etude préliminaire sur InP

Caractérisation optique

Nous avons reporté le spectre de réflectivité de la cavité sur InP en milieu fluide dans la Figure 71. Sur ce spectre, la résonance de Fano est très fine et l'ajustement théorique de cette résonance nous donne un facteur de qualité $Q = 1500$.

On peut constater que l'amplitude de cette résonance est moindre que celle attendue théoriquement. Cela est certainement dû à un couplage imparfait entre le faisceau excitateur et la cavité. Plusieurs explications sont possibles. Il faut savoir que le montage utilisé n'était pas le montage définitif et la qualité du faisceau était sans doute moindre (depuis on a changé de collimation). Une autre possibilité serait due à des imperfections liées à la technologie qui perturberait l'enveloppe du mode de la cavité en lui donnant une forme pas tout à fait gaussienne.

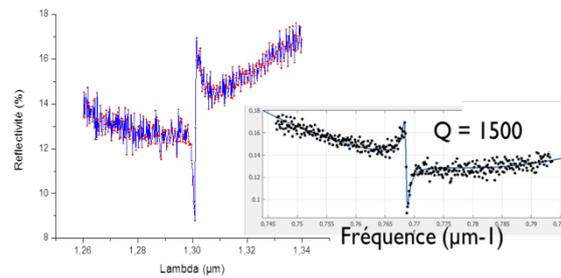


Figure 71 : Spectre de réflectivité et fit de la résonance sur la cavité de 10 doubles périodes.

En effet, nous pouvons définir le couplage comme l'intégrale de recouvrement du mode et de l'excitation. Si ce couplage n'est pas optimal, cela semblerait indiquer qu'il y a des distorsions au niveau de l'enveloppe gaussienne du mode ou de l'excitation, même si la taille du spot est adaptée à la taille de la cavité.

Piégeage Optique

Lors de nos études préliminaires sur les cavités couplées, nous avons constaté que l'on ne piégeait pas des particules de 500nm. C'est pour cela que nous avons fait des études sur ces particules avec des conditions d'excitations identiques.

Particule unique de 500nm

Lors de cette étude nous ne disposons pas encore de la caméra sCMOS. En conséquence, nous n'aurons pu utiliser la fluorescence pour localiser ces particules. Ces études ont donc été réalisées en champ clair. Néanmoins, nous avons pu clairement mettre en évidence le piégeage de particules de 500nm. Nous reportons dans la Figure 72, 3 images tirées du film montrant ce piégeage.

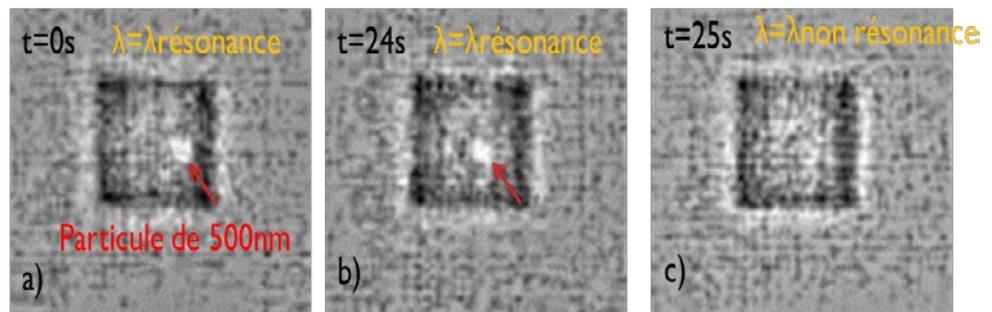


Figure 72 : Visualisation du piégeage d'une particule de 500nm sur la cavité de 6,6µm de côté. a) et b) à la résonance et c) hors résonance (la bille s'échappe) à 50img/s

Lorsque la longueur d'onde du laser est à la longueur d'onde de résonance soit de 1300,8nm. On peut voir que la bille est localisée dans la

cavité. Au bout de 24 secondes elle est toujours présente à l'intérieur de celle-ci. Puis lorsqu'on désaccorde le laser en changeant de longueur d'onde à 1310nm, la bille s'échappe. Il s'agit ici de la première signature du piégeage d'une particule de 500nm.

Voici donc un très beau résultat. Nous montrons par ce film qu'une particule de 500nm se trouvant sur la cavité reste confinée tant que le laser est à la résonance, et ce avec une densité de puissance extrêmement faible, par rapport aux pinces optique conventionnelle. Malheureusement en champ clair, le rapport signal/bruit est trop faible pour obtenir avec précision un suivi de trajectoire. Nous n'avons pu exploiter de manière quantitative les résultats sur ce type de cavité.

Particules multiples de 500nm

Avec l'arrivée de la nouvelle caméra sCMOS nous avons refait une série d'expérience et en particulier testé le piégeage multiple. Le film réalisé montre clairement que nous pouvons piéger de nombreuses billes à l'aide de cette cavité. On peut voir sur l'image de la Figure 73 ces effets de localisation, où les particules sont agglomérées les unes aux autres. Dans ce cas il n'est pas possible de calculer une trajectoire, la distance entre particules étant inférieures à la résolution.

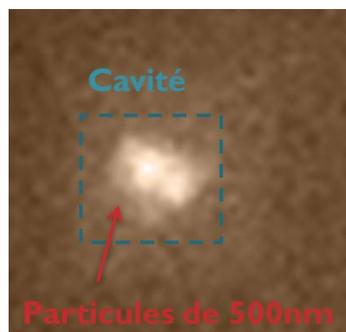


Figure 73 : Ensemble de billes de 500 nm piégées sur la cavité

Néanmoins nous avons pu constater que les particules sont localisées au centre de la cavité. Il y a sans doute ici un effet collectif (binding) qui renforce l'interaction de la particule avec les forces optiques

Fort de ces résultats, nous avons poursuivi nos efforts pour obtenir des résultats plus quantitatifs. A la fois d'un point de vue technologique en améliorant la qualité des dispositifs mais aussi la qualité du banc expérimental en intégrant la nouvelle caméra ainsi que des collimateurs plus performant.

4.4.2 Etude sur SOI

Caractéristique optique

La caractérisation et l'excitation des dispositifs sur SOI sont réalisées en face arrière. Cela permet à la fois de dissocier l'objectif d'imagerie de celui de l'excitation, mais aussi d'éviter les pertes dues à l'absorption de l'eau et l'utilisation du dichroïque visible infra-rouge nécessaire à la séparation des deux gammes de longueurs d'ondes. Après quelques mesures de réflectivité nous avons choisi d'utiliser l'objectif x50 d'ouverture numérique 0,42. Il possède un facteur de transmission semblable au x20 utilisé précédemment et donne des mesures de réflectivité avec des pics descendant presque à 0 comme le montre le résultat la Figure 74.

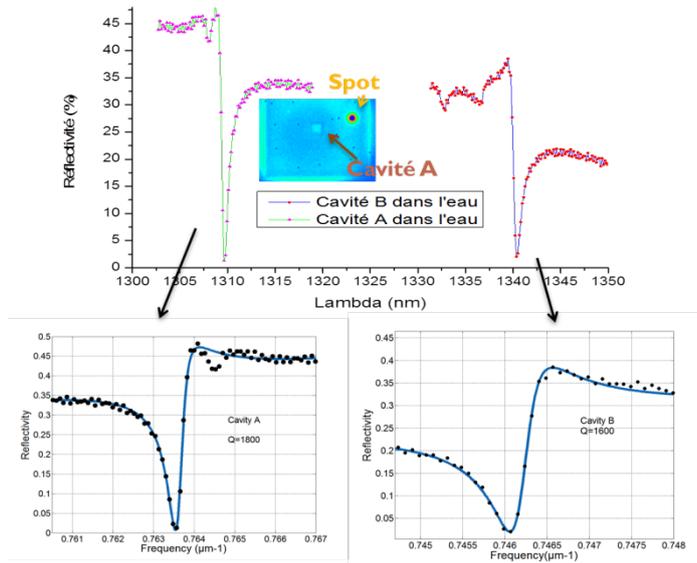


Figure 74 : Spectre de réflectivité et ajustement associés des cavités A et B sur SOI dans l'eau. Dans l'insert est représenté une image infra rouge de la cavité A ainsi que le spot d'excitation

La réflectivité de la cavité A et B dans l'eau est représentée sur ce spectre. Nous obtenons une belle résonance de Fano centrée à 1309nm avec un facteur de qualité de 1800 pour la cavité A et de 1500 à 1341nm pour la cavité B. Le décalage de ces résonances par rapport à l'air est de 42nm pour la A et 41nm pour la B.

L'amélioration de la technologie ainsi que l'utilisation de triplet collimateur permet d'obtenir un très bon couplage du faisceau incident avec le mode résonant. Cela indique que le mode de la cavité est bien confiné à l'intérieur de la structure par les barrières.

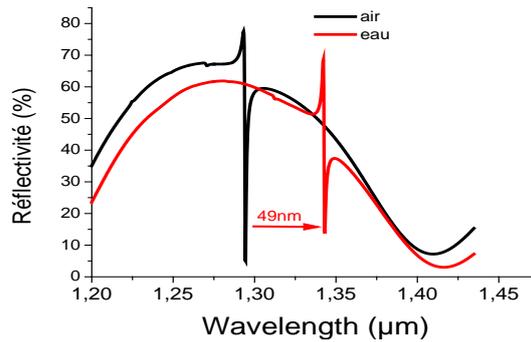


Figure 75 : Simulation FDTD 3D d'une cavité à double période avec les paramètres optimum suivant deux environnements. A l'air et à l'eau.

Nous avons effectué une simulation (Figure 75) afin de comparer les décalages obtenus en immersion. Ici aussi, l'accord avec les résultats expérimentaux est tout à fait satisfaisant même si une légère surestimation du décalage des résonances entre l'air et l'eau persiste. Tout indique que l'eau s'infiltrerait bien dans les trous du cristal photonique.

Piégeage Optique

Cette fois ci, les conditions de couplage semblent optimum et nous avons une densité de puissance en sortie de l'objectif de l'ordre de $1.10^8 W.m^{-2}$, pour un waist de l'ordre de $1,6\mu m$ auquel il faut déduire les pertes de Fresnel estimées à 50%. Nous estimons donc une densité de puissance maximale d'excitation au niveau de la membrane de l'ordre de $5.10^7 W.m^{-2}$.

Particules de 500nm sur cavité B ($7,2*7,2\mu m$)

Le premier résultat obtenu est le piégeage d'une particule de 500nm dont la trajectoire est représentée Figure 76 sur la cavité B. Cette particule est ainsi confinée sur une zone maximum de $9\mu m^2$ durant les 4000 images prises à 20img/s soit 3,3 minutes. Tant que nous resterons à la longueur d'onde de résonance, la particule est localisée sur la cavité de façon plus significative que le test préliminaire sur InP. De plus, il est apparu un confinement non isotrope par rapport aux directions X et Y.

En traçant l'histogramme des positions par pas de 60nm suivant ces deux axes, il apparaît que suivant Y la distribution est assimilable à une gaussienne d'écart type 694nm équivalent à une constante de raideur de $8,6.10^{-3} pN.\mu m^{-1}$ alors que suivant X la distribution n'est pas assimilable à une gaussienne. En effet le long de la direction X, cette particule fluctue de façon assez nette avec une certaine préférence pour la partie gauche de la cavité. Il ne nous a pas été possible pour l'instant de savoir ce qui induit se

déséquilibre dans la position de la particule. Néanmoins il est clair que la distribution suivant X n'est pas gaussienne et semble présenter plusieurs zones de localisation suivant cet axe. Ceci nous laisse penser que cette distribution résulte du chevauchement de plusieurs gaussiennes.

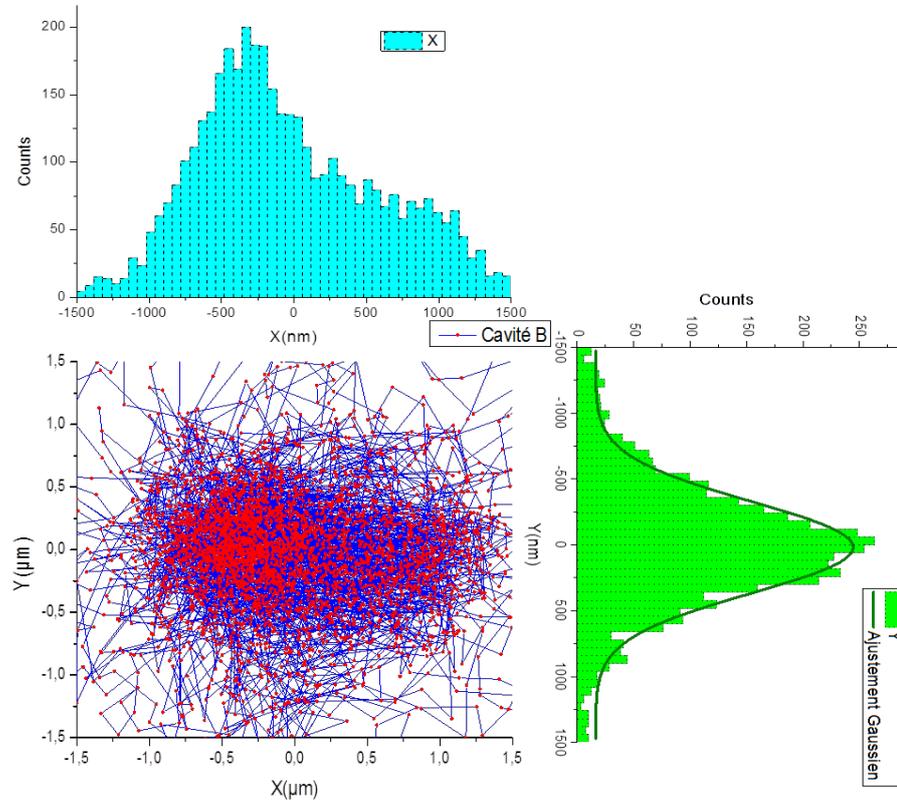


Figure 76 : Trajectoire de la particule sur la cavité B (4000positions à 20img/s). En bleu et vert les distributions de ces positions suivant l'axe X et Y

Particule de 500nm sur Cavité A ($4,8 \times 4,8 \mu\text{m}$)

Nous avons aussi réussi à piéger une particule sur cette cavité. Ici, la particule finira par partir à la fin de la séquence, néanmoins elle fait apparaitre le résultat le plus remarquable de ce travail, qui est présenté sur la Figure 77.

En premier lieu, la distribution de position semble similaire à celle obtenue sur la cavité B, avec un confinement de forme gaussienne suivant X (écart type de 669nm soit une constante de raideur de $9,2 \cdot 10^{-3} \text{ pN} \cdot \mu\text{m}^{-1}$). Ici, le comportement suivant Y s'écarte fortement de la distribution gaussienne. On distingue clairement, une succession de pics espacés de 300nm. Au centre de la cavité, ces pics sortent clairement du bruit statistique (rapport max/min \approx 3). Cet écart de 300nm correspond à la période de la cavité.

Cela nous laisse fortement penser que ces pics sont la signature du mode de Bloch de la cavité.

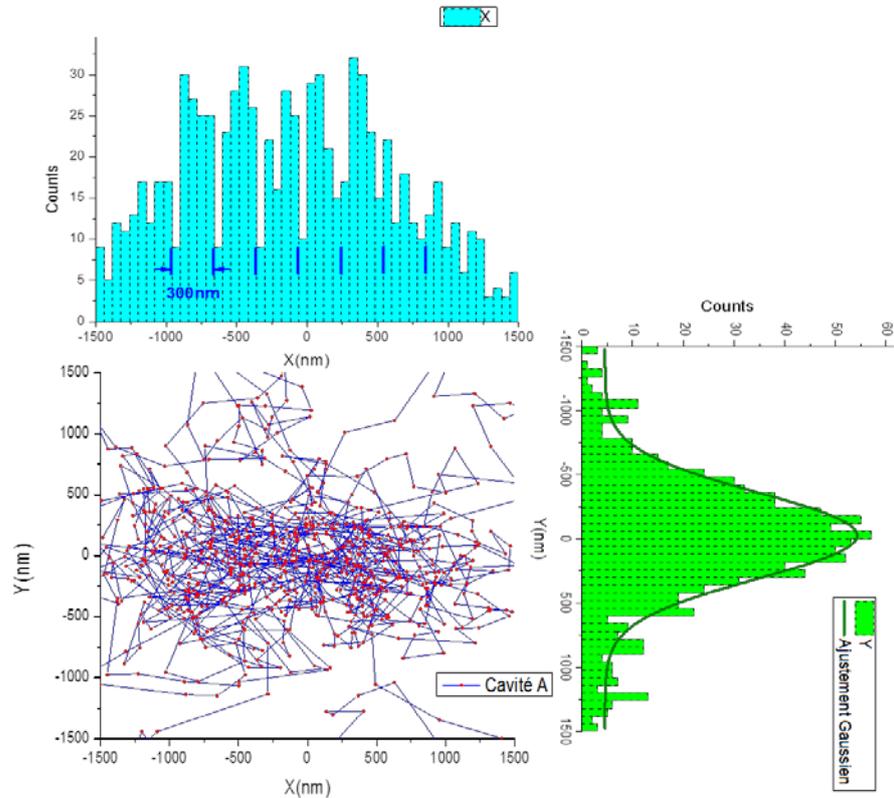


Figure 77 : Trajectoire de la particule sur la cavité A (1000positions à 20img/s) et distributions de cette position en fonction des axes X et Y

Nous avons reporté l'intensité du champ du mode de cavité obtenue par simulation dans la Figure 78.

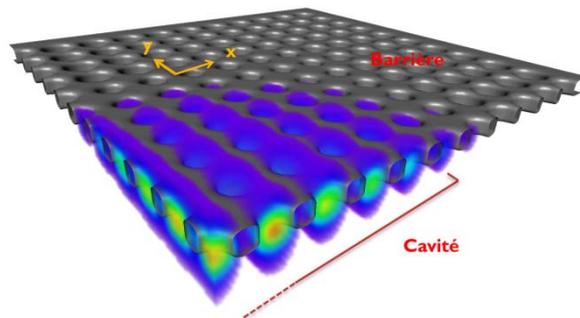


Figure 78 : Intensité du champ déduite d'une simulation FDTD 3D d'une cavité à double période sur SOI.

On peut voir que l'intensité du champ est fortement modulée suivant l'axe X. En effet, les modes de Bloch qui composent cette résonance présente un zéro de champ entre deux rangées de trous le long de cette di-

rection. Par contre, même s'il y a une modulation suivant l'axe Y, celle-ci est bien moindre (le champ ne retombe pas à zéro suivant cette direction). On s'attend donc à des forces de gradients bien plus importantes selon l'axe X. Ce sont ces forces qui vont localiser la particule au niveau des rangées de trous en X. Ce résultat est la première mise en évidence de cet effet.

Mesures préliminaire des Particules de 200nm sur cavité B

Après le piégeage à succès de particules de 500nm nous avons réalisé un test rapide avec des particules de 200nm. Afin d'obtenir un rapport signal sur bruit suffisant à 20img/s, les pixels sont regroupés deux par deux (en X et en Y). Nous avons observé un piégeage temporaire pendant 8seconde environ. Cette séquence (Figure 79) présente la trajectoire de trois particules relativement proche les unes des autres présentent simultanément. La particularité étant que l'une de ces particules se situe sur la cavité B et les autres en dehors, dans la barrière. Ces trajectoires ont été prises pendant que la particule 1 est localisée sur la cavité. On voit bien un effet de localisation pendant cette prise de vue même s'il est temporaire.

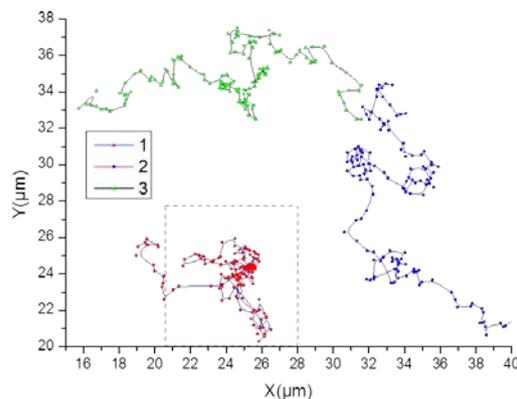


Figure 79 : Trajectoires de trois particules de 200nm obtenues simultanément pendant que la particule 1 se trouve sur la cavité B (délimité approximativement par les pointillés rouge).

Cet exemple nous permet de montrer qu'il existe une certaine influence de la cavité sur la particule. La particule a tendance à être localisée quelques secondes en un certain point sur la cavité. Néanmoins il est difficile de donner un quelconque ordre de grandeur de cette influence, avec aussi peu de points de mesures. Ce premier résultat est néanmoins très encourageant, et l'on peut espérer avoir des effets bien plus marqués avec une puissance d'excitation plus importante.

4.5 Discussion

Les tests sur SOI nous ont permis de valider le piégeage de particule de 500nm sur les cavités A et B. Nous avons mis en évidence la signature du mode de Bloch lent en remarquant une corrélation forte entre la distribution des positions de la particule et la distribution de l'intensité du champ du mode de Bloch.

Bien que nous ayons étudiés des dispositifs générant des sites multiples de piégeage, les effets de localisation sur chaque trou restent faibles. Bien que l'approximation pour une gaussienne de la distribution en position ne soit pas le plus adapté pour quantifier nos dispositifs, il nous est paru intéressant pour situer nos valeurs avec certains travaux reportés de la littérature. L'ensemble est reporté dans le Tableau 4.

Il classe par diamètre de billes en polystyrènes les constantes de raideurs obtenues. Nous avons reporté des valeurs des pinces optiques conventionnelles (ligne grise) ainsi que quelques travaux cités dans l'état de l'art en fonction des données qu'ils fournissaient. Certains travaux n'ont pu être incorporés, car ils présentaient leurs résultats suivant d'autres définitions comme l'efficacité de piégeage, ou de force maximale.

Afin d'obtenir une comparaison (lorsque cela est possible), nous avons normalisé les valeurs de constante de raideur obtenues par rapport aux densités de puissance utilisées. Pour cela, nous calculons la surface de focalisation déduite de la longueur d'onde de travail et l'ouverture numérique de l'objectif utilisé grâce à l'équation ci-dessous :

$$P_D [W.m^{-2}] = \pi \left(\frac{NA}{\lambda_0} \right)^2 0,86P [W] \quad (4.0)$$

Nous divisons ensuite la constante de raideur par la densité de puissance. La colonne en rouge donne ainsi ces valeurs de constante de raideur normalisées k_n . La couleur des lignes indique le type de dispositifs utilisé :

- Vert : Présent travail
- Gris : Pince optique conventionnelle
- Jaune : Cristaux photoniques en cavité adressé sous le cône de lumière et résonateur à anneaux caractérisable par le facteur de qualité Q
- Bleu : Composants plasmoniques : Plasmons de surfaces et plasmons localisés.

D [μm]	k [pN/ μm]	Puissance [mW]	NA	Densité (P_D) [mW/ μm^2] [W/m 2] ($\times 10^9$)	k_n k / Densité	refs
4,88	0,03			0,0025	12	[97]
1,03	27	10	1,2	34	0,79	[98] [3]
1	145	60	1,25	224	0,65	[6]
1	80	100	1,25	373	0,21	[99]
0,974	2,29	3	1,3	12	0,19	[100]
1	??	0,3			??	[69] Q=1600
1	1,66	4,5			??	[57] Q=1500
1	0,015	1		0,02	0,75	Substrat
1	0,14	1		0,02	7	Cavité CC
0,53	17	10	1,2	34	0,49	[98] [3]
0,5	33	100	1,25	373	0,09	[99]
0,5	0,16	1	1,2	4	0,04	[12]
0,5	0,0086	2		0,05	0,17	Cavité B
0,5	0,0092	2		0,05	0,18	Cavité A
0,4	14	60	1,25	224	0,06	[6]
0,22	2	10	1,2	34	0,06	[98] [3]
0,216	9	60	1,2	206	0,04	[7]*
0,216	4	30	1,2	103	0,04	[7]*
0,2	10	>155(huile)	1,3	>666	<0,015	[65]
0,2	1300	>155(huile)	1,3	>666	<1,95	[65]
0,1	9600	1000		1000	9,6	[67]*
0,1	6600	1000			6,6	[67]*
0,022	1,54	11			??	[70] Q=5500

Tableau 4 : Valeurs expérimentales et de simulations* des constantes de raideur recueillies dans la littérature (refs) pour différentes tailles de particules en polystyrène. La colonne en rouge recalcule les valeurs de constante de raideur en les normalisant par rapport à la densité de puissance utilisée.

En gris : Pincettes optiques conventionnelles.

En bleu : Composants plasmoniques.

En jaune : Composants à cristaux photoniques.

En vert : le présent travail.

Pincettes optiques conventionnelles

Les valeurs sont obtenues en piégeant dans les trois dimensions la bille à quelques μm au-dessous du couvre-objet, sauf pour la référence [7] qui sont des résultats de simulation. Notons la variabilité importante de k_n pour un diamètre de particule donné. Cela est uniquement dû à la qualité du faisceau, où la moindre distorsion (aberrations / défaut d'alignement / Objectifs non corrigés) entraîne une diminution drastique de l'efficacité de la pince [101]. Notons cependant que les valeurs obtenues par [3] sont celles correspondant à l'état de l'art en terme de pincettes optiques conventionnelles. Elles correspondent au mieux avec la théorie développée par [98].

En comparant tout d'abord le cas des particules de $1\mu\text{m}$, nos résultats montrent bien un gain d'un ordre de grandeur. Ceci montre la pertinence de notre approche. La constante de raideur normalisée obtenue sur le substrat (0,75) est comparable avec la valeur donnée par [3] (0,79). Ce résultat est attendu car nous sommes dans ce cas dans des configurations similaires.

En prenant le cas des particules de 500nm et en comparant la constante de raideurs obtenues suivant l'axe où elles sont définissables, on remarque que l'on obtient un facteur 2 ou 4 par rapport à [99] et [12], de 0,5 par rapport à [3]. Nous obtenons donc un gain significatif dans la plupart des cas. Il faut préciser que nous comparons une pince optique classique qui focalise un faisceau en limite de diffraction (fraction de μm) avec pour notre cas un mode d'une largeur dix fois plus importante. De plus, il est probable que si nous disposions d'une source avec une puissance comparable à celle utilisée pour les pinces optiques conventionnelles (quelques dizaine de milliwatts), nous pourrions localiser la particule au niveau d'un seul trou. En effet nous avons vu que la particule ne se localise pas en un point sur la cavité, mais fluctue principalement suivant l'axe X en présentant des maxima espacés de 300nm dans la distribution de position. Ce n'est pas la raideur du potentiel qui est en cause mais bien sa profondeur. Si on considère qu'il suffit un ordre de grandeur en puissance pour obtenir cette localisation, alors nous obtiendrions une constante de raideur minimum de $0,41\text{pN}/\mu\text{m}$ entraînant un k_n de $0,82(\text{pN}/\mu\text{m}) / (\text{mW}/\mu\text{m}^2)$ soit un facteur 2 de plus par rapport à [3]. Cette spéculation reste tout fois à démontrer expérimentalement.

Concernant les particules de 200nm , même si nous ne pouvons justifier un piégeage à proprement parlé, notons simplement que les densités de puissance utilisées pour les pinces conventionnelles sont de quelques 10^{10}W.m^{-2} voir 10^{11}W.m^{-2} alors que nous sommes à 5.10^7W.m^{-2} !

Approche à cristal photonique et micro anneaux

Nous avons ici décidé de reporter les trois travaux présentés dans l'état de l'art présentant des dispositifs à fort Q, bien qu'il soit difficile de déduire k_n . En effet pour cela il faudrait connaître la densité de puissance, ce qui est difficile à obtenir pour des dispositifs qui adressent des modes sous le cône de lumière. Nous pouvons cependant noter que les travaux [69] [57] ne font état que de particules de $1\mu\text{m}$. Par contre l'utilisation de nanocavité à fort Q montre de façon impressionnante un succès de piégeage d'une particule de 22nm durant 8s et 11mW dans le guide couplant cette cavité[70].

Ce travail reporte une efficacité équivalente au SIBA trapping sans échauffement causé par les nano antennes. Notons tout de même que notre concept d'adresser un mode de Bloch lent en Γ est une première.

Approche à plasmons localisés

L'étude de Grigorenko [65] portant sur le piégeage de particules de 200nm par une nano antenne met en jeu une puissance d'excitation énorme . Ici, nous sommes clairement dans un régime de puissance différent. Néanmoins, il est fort à parier au vue de nos études qui utilisent des densités de puissances d'excitation de 4 ordres de grandeurs plus faible, nous arrivions dans un avenir très proche à des performances nettement supérieures. Par contre on voit clairement que l'effet SIBA proposé par [67] et l'approche la plus efficace à l'heure actuelle pour des particules de 100 et 50nm. Pour ce cas (pour une particule unique), les performances de notre approche sont pour l'instant moindres. Mais nous comparons ici des structures de taille très différentes. Notre approche, utilisant une cavité étendue, est bien plus adaptée pour le piégeage parallèle de particules multiples. L'avenir nous dira si nous pouvons l'étendre à ces tailles de particules : soit en augmentant le facteur de qualité de la structure, soit avec une ingénierie de mode de Bloch permettant l'approche SIBA.

4.6 Conclusion

Ce chapitre constitue l'aboutissement de ce travail de thèse. Son objectif a été de montrer la faculté d'utiliser des modes adressables des cristaux photoniques sous incidence normale pour amplifier les forces optiques mais aussi obtenir des effets de localisations. Dans ce chapitre nous montrons que ces objectifs ont été atteints après de nombreux efforts en simulation, en technologie et en démonstration expérimentale.

Pour cela il a fallu réaliser une cellule fluide qui satisfasse aux contraintes géométrique des échantillons ainsi qu'aux contraintes optiques pour la visualisation face avant et l'excitation face arrière. De plus il a fallu déterminer une méthode efficace d'excitation qui nous permette de bien nous positionner spatialement et spectralement sur la cavité lors des études de piégeage.

Dans un premier temps, nous avons étudié des structures à base de cavités couplées. Cette étude a montré une bonne mouillabilité des nanostructures et une bonne tenue de leur facteur de qualité en milieux aqueux. Bien que ces structures est des coefficients de qualités modéré (quelques

centaines), nous avons montré un gain d'un ordre de grandeur sur le piégeage de particules de $1\mu\text{m}$ par rapport aux pinces optiques classiques.

La seconde partie de ce travail expérimental a porté l'étude de cavités à base de cristaux photoniques de périodes. Nous avons pu montrer que ces structures possédant des facteurs de qualité supérieurs à 1500. Ainsi, nous avons réussi à piéger une particule de 500nm pendant plusieurs minutes sur la surface d'une cavité avec une densité de puissance de l'ordre de 5.10^7W.m^{-2} alors que l'ordre de grandeur est proche de 10^9W.m^{-2} pour une pince optique conventionnelle. Nous avons pu mettre en évidence la signature d'un mode de Bloch lent sur les fluctuations d'une particule de même taille. De plus, nous avons montré les premières évidences expérimentales d'un piégeage temporaire de particules de 200nm .

Les résultats valident pleinement les objectifs initiaux de ce travail de thèse. Ils montrent tout l'intérêt des structures à cristaux photoniques 2.5D pour le piégeage optique.

Conclusion Générale

L'objectif de ce travail a été la conception, l'étude et la démonstration d'un nouveau type de nanopince optique à base de structures à cristaux photoniques. Pour cette démonstration nous avons mis en place un nouveau banc expérimental performant. Ce banc permet l'excitation optique des nanostructures et un suivi du déplacement des nanoparticules avec une précision spatiale de l'ordre d'une dizaine de nanomètre.

Dans ce travail, un nouveau type de cavité à mode de Bloch lent a été conçu. Grâce à une approche originale s'appuyant sur des structures à doubles périodes, nous avons montrés que l'on pouvait obtenir des cavités à fort coefficient de qualité. En effet, la période double joue le rôle d'un réseau de diffraction permettant l'accès au mode de Bloch lent initialement sous le cône de lumière. Ainsi, des facteurs de qualités expérimentaux supérieures au millier ont pu être aisément obtenus.

Les études expérimentales ont porté dans un premier temps sur des cavités à cristal photonique avec des coefficients de qualités modérés sur des billes de $1\mu\text{m}$. La densité de puissance utilisée ici est de l'ordre de $2 \cdot 10^7 \text{ W/m}^2$ est parmi les plus faibles utilisées pour ce type d'étude. Dans ce cas, la constante de raideur du piège obtenu est de $0.14\text{pN}/\mu\text{m}$, ce qui ramener à la densité d'excitation est un ordre de grandeur supérieur aux pinces optiques conventionnelles.

Le piégeage de particules de 500nm de diamètre à l'aide des structures doubles périodes pour une densité de puissance d'excitation de $5 \cdot 10^7 \text{ W/m}^2$ constitue sans aucun doute le résultat le plus significatif de ce travail. Ce résultat n'est pas accessible pour des pinces optiques «classique» dans des conditions expérimentales identiques (puissance d'excitation, taille de faisceau). En ce qui concerne les pinces qui opèrent à la limite diffraction, l'approche à base de cristal photonique est plus performante comparée à la plupart des résultats reporté dans la littérature. De plus, une analyse détaillée du mouvement brownien de la nanoparticule nous a permis de trouver une signature des modes de Bloch. En conclusion, nous pouvons dire que les objectifs initiaux de cette thèse ont été pleinement atteints. Nous avons fait la preuve expérimentale de l'efficacité pour le piégeage des cavités à mode de Bloch lent. Cette première étape étant maintenant atteinte, cette étude ouvre de nombreuses perspectives que nous allons détailler.

Perspectives

Nous allons tout d'abord parler des perspectives théoriques de ce travail. Nous nous sommes focalisé sur la mise en place d'outils expérimentaux lors de ce travail et nous devons bien convenir que nous avons mis l'aspect théorique en arrière-plan, plus particulièrement le calcul de ces forces optiques. Ce travail est en cours d'un point de vue technique (formalisme du tenseur de Maxwell) mais il n'en reste pas moins que le plus intéressant est sans doute l'étude (avec ces outils) de cas non perturbatif où la nanoparticule participe à la création du mode résonant. Il en découle des effets non linéaires très intéressants telles que la bistabilité, les liaisons optiques où des particules multiples s'influencent mutuellement via les forces optiques... Un autre axe est la conception de nouvelles structures plus performantes s'appuyant sur des effets physiques différents. On peut ainsi citer les structures mixtes : cavité à mode de Bloch lent/nano antenne développées dans le projet ANR Baltrap. Ces structures, tel de véritables entonnoirs à photons ont la particularité de concentrer l'énergie du mode de la cavité dans le volume nanométrique de l'antenne. On s'attend à gagner ici des ordres de grandeurs pour les forces optiques sur les nanoparticules de petites dimensions (quelques dizaines de nanomètres) et pouvoir ainsi les piéger efficacement.

D'un point de vue technique, le banc expérimental est mûr, les développements porteront sur des aspects mineurs. On peut citer par exemple l'amélioration de la visualisation, en utilisant des objectifs corrigés des aberrations induites par la cellule fluide (eau+lamelle). Plus important est l'analyse des résultats expérimentaux. Au-delà du suivi de trajectoire, il faut développer les outils permettant une analyse statistique plus fine. Par exemple, dans le cas des structures à mode de Bloch, la signature de ces modes se retrouve dans une analyse statistique qui ne tient aucun compte de la dynamique. C'est cette analyse dynamique que nous envisageons de développer pour quantifier par exemple les sauts entre les différents puits de potentiel qui constituent le mode de cavité.

En ce qui concerne les études expérimentales que nous comptons mener sur les structures existantes. Nous nous sommes focalisés dans nos études sur de petites nanoparticules. Un point intéressant serait l'étude de particules plus importantes qui interagissent fortement avec le mode de manière à obtenir des effets non linéaires. A plus long terme, il serait intéressant d'étudier d'autres nano-objets comme les nano-fils et de voir comment la symétrie des modes Bloch en jeu influe sur le piégeage d'objets linéaires. Et vice versa, concevoir des cavités adaptées pour un piégeage adapté aux nano-fils.

Bibliographies

- [1] D. G. Grier, "A revolution in optical manipulation.," *Nature*, vol. 424, no. 6950, pp. 810–6, Aug. 2003.
- [2] A. Ashkin, J. M. Dziedzic, J. E. Bjorkholm, and S. Chu, "Observation of a single-beam gradient force optical trap for dielectric particles," *Optics Letters*, vol. 11, no. 5, p. 288, May 1986.
- [3] A. Rohrbach, C. Tischer, D. Neumayer, E.-L. Florin, and E. H. K. Stelzer, "Trapping and tracking a local probe with a photonic force microscope," *Review of Scientific Instruments*, vol. 75, no. 6, p. 2197, 2004.
- [4] K. Svoboda and S. M. Block, "Optical trapping of metallic Rayleigh particles.," *Optics letters*, vol. 19, no. 13, pp. 930–2, Jul. 1994.
- [5] P. C. Ke and M. Gu, "Characterization of Trapping Force on Metallic Mie Particles," *Applied Optics*, vol. 38, no. 1, p. 160, Jan. 1999.
- [6] L. P. Ghislain, N. a. Switz, and W. W. Webb, "Measurement of small forces using an optical trap," *Review of Scientific Instruments*, vol. 65, no. 9, p. 2762, 1994.
- [7] A. Rohrbach and E. H. K. Stelzer, "Three-dimensional position detection of optically trapped dielectric particles," *Journal of Applied Physics*, vol. 91, no. 8, p. 5474, 2002.
- [8] F. Gittes and C. F. Schmidt, "Interference model for back-focal-plane displacement detection in optical tweezers.," *Optics letters*, vol. 23, no. 1, pp. 7–9, Jan. 1998.
- [9] F. Gittes and C. F. Schmidt, "Signals and Noise in Micromechanical Measurements," *Cell*, vol. 55, p. 1998, 1998.
- [10] D. McGloin, "Optical tweezers: 20 years on.," *Philosophical transactions. Series A, Mathematical, physical, and engineering sciences*, vol. 364, no. 1849, pp. 3521–37, Dec. 2006.
- [11] K. Dholakia, P. Reece, and M. Gu, "Optical micromanipulation.," *Chemical Society reviews*, vol. 37, no. 1, pp. 42–55, Jan. 2008.
- [12] K. C. Neuman and S. M. Block, "Optical trapping.," *The Review of scientific instruments*, vol. 75, no. 9, pp. 2787–809, Sep. 2004.
- [13] J. R. Moffitt, Y. R. Chemla, S. B. Smith, and C. Bustamante, "Recent advances in optical tweezers.," *Annual review of biochemistry*, vol. 77, pp. 205–28, Jan. 2008.
- [14] J. Fournier and A. Jene, "Physical review," vol. 63, no. 12, pp. 1233–1236, 1989.

- [15] K. Dholakia, "Colloquium: Grippled by light: Optical binding," *Reviews of Modern Physics*, vol. 82, no. 2, pp. 1767–1791, Jun. 2010.
- [16] J. Rohner, "LIGHT STRUCTURING FOR MASSIVELY PARALLEL OPTICAL TRAPPING," *Techniques*, vol. 3939, 2007.
- [17] M. C. Williams, "Optical Tweezers : Measuring Piconewton Forces," *Physics*, no. 1, pp. 1–14.
- [18] T. T. Perkins, C. V. Malley, M. a. Dubson, and K. K. Perkins, "An interactive optical tweezers simulation for science education," *Library*, vol. 7762, pp. 776215–776215–6, 2010.
- [19] J. Bechhoefer and S. Wilson, "Faster, cheaper, safer optical tweezers for the undergraduate laboratory," *American Journal of Physics*, vol. 70, no. 4, p. 393, 2002.
- [20] S. P. Smith, S. R. Bhalotra, A. L. Brody, B. L. Brown, E. K. Boyda, and M. Prentiss, "Inexpensive optical tweezers for undergraduate laboratories," no. July 1997, pp. 26–35, 1999.
- [21] D. C. Appleyard, K. Y. Vandermeulen, H. Lee, and M. J. Lang, "Optical trapping for undergraduates," *American Journal of Physics*, vol. 75, no. 1, p. 5, 2007.
- [22] W. H. Wright and G. J. Sonek, "Radiation trapping forces on microspheres with optical tweezers," *Science*, vol. 63, no. May 2011, pp. 715–717, 1993.
- [23] D. R. Alexander, "Fifth .. order corrected electromagnetic field components for a fundamental Gaussian beam a (ae," *October*, no. May 2011, pp. 2800–2802, 1989.
- [24] M. B. Schneider and W. W. Webb, "Measurement of submicron laser beam radii," *Applied Optics*, vol. 20, no. 8, p. 1382, Apr. 1981.
- [25] W. H. Wright, G. J. Sonek, and M. W. Berns, "Parametric study of the forces on microspheres held by optical tweezers," *Applied Optics*, vol. 33, no. 9, p. 1735, Mar. 1994.
- [26] H. Flyvbjerg and I. Introduction, "Power spectrum analysis for optical tweezers," *Review of Scientific Instruments*, vol. 75, no. 3, pp. 594–612, 2004.
- [27] K. F. Ren, G. Gréha, and G. Gouesbet, "Radiation pressure forces exerted on a particle arbitrarily located in a Gaussian beam by using the generalized Lorenz-Mie theory, and associated resonance effects," *Optics Communications*, vol. 108, no. 4–6, pp. 343–354, 1994.

- [28] K. VISSCHER and G. J. BRAKENHOFF, “Theoretical study of optically induced forces on spherical particles in a single beam trap II : mie scatterers,” *Optik*, vol. 90, no. 2, pp. 57–60.
- [29] O. Moine and B. Stout, “Optical force calculations in arbitrary beams by use of the vector addition theorem,” *Journal of the Optical Society of America B*, vol. 22, no. 8, p. 1620, 2005.
- [30] O. Moine, “Modélisations de forces optiques,” *PhD Thesis*, vol. Université, 2005.
- [31] T. a Nieminen, V. L. Y. Loke, A. B. Stilgoe, G. Knöner, A. M. Brańczyk, N. R. Heckenberg, and H. Rubinsztein-Dunlop, “Optical tweezers computational toolbox,” *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics*, vol. 9, no. 8, pp. S196–S203, Aug. 2007.
- [32] a Ashkin, “Forces of a single-beam gradient laser trap on a dielectric sphere in the ray optics regime.,” *Methods in cell biology*, vol. 55, no. February, pp. 1–27, Jan. 1998.
- [33] Y. Harada, “Radiation forces on a dielectric sphere in the Rayleigh scattering regime,” *Communications*, vol. 124, no. March, pp. 529–541, 1996.
- [34] K. VISSCHER and G. J. BRAKENHOFF, “Theoretical study of optically induced forces on spherical particles in a single beam trap. I: Rayleigh scatterers,” *Optik*, vol. 89, no. 4, pp. 174–180.
- [35] P. Zemanek, A. Jonas, M. Liska, and L. Sramek, “Optical trapping of Rayleigh particles using a Gaussian standing wave,” no. June, pp. 273–285, 1998.
- [36] K. Svoboda and S. M. Block, “No Title,” *Annu. Rev. Biophys. Biomol. Struct.*, vol. 23, p. 247, 1994.
- [37] P. M. Hansen, “Cellular mechanics studied by novel nano-tools and reconstituted model systems,” 2007.
- [38] a J. Hallock, P. L. Redmond, and L. E. Brus, “Optical forces between metallic particles.,” *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, vol. 102, no. 5, pp. 1280–4, Feb. 2005.
- [39] K. Berg-Sørensen and H. Flyvbjerg, “Power spectrum analysis for optical tweezers,” *Review of Scientific Instruments*, vol. 75, no. 3, p. 594, 2004.
- [40] S. F. Nørrelykke and H. Flyvbjerg, “Power spectrum analysis with least-squares fitting: amplitude bias and its elimination, with application to optical tweezers and

- atomic force microscope cantilevers.,” *The Review of scientific instruments*, vol. 81, no. 7, p. 075103, Jul. 2010.
- [41] E. Florin, A. Pralle, E. H. K. Stelzer, and J. K. H. Hörber, “Photonic force microscope calibration by thermal noise analysis,” vol. 78, pp. 75–78, 1998.
- [42] M. L. Juan, M. Righini, and R. Quidant, “Plasmon nano-optical tweezers,” *Nature Photonics*, vol. 5, no. 6, pp. 349–356, Jun. 2011.
- [43] S. Kawata and T. Sugiura, “Evanescent field,” *Optics Letters*, vol. 17, no. 11, pp. 772–774, 1992.
- [44] S. Kawata and T. Tani, “Optically driven Mie particles in an evanescent field along a channeled waveguide,” *Optics letters*, vol. 21, no. 21, pp. 1768–70, Nov. 1996.
- [45] S. Gaugiran, S. Gétin, J. M. Fedeli, G. Colas, A. Fuchs, and F. Chatelain, “Optical manipulation of microparticles and cells on silicon nitride waveguides Abstract :,” *Optics Express*, vol. 13, no. 18, pp. 6956–6963, 2005.
- [46] T. Cizmar, M. Siler, M. Sery, P. Zemanek, V. Garcés-Chavez, and K. Dholakia, “Optical sorting and detection of sub-micron objects in a motional standing wave,” *Physica*, p. 5, Sep. 2005.
- [47] P. J. Reece, V. Garcés-Chávez, and K. Dholakia, “Near-field optical micromanipulation with cavity enhanced evanescent waves,” *Applied Physics Letters*, vol. 88, no. 22, p. 221116, 2006.
- [48] M. Šiler, T. Čižmár, and P. Zemánek, “Speed enhancement of multi-particle chain in a traveling standing wave Speed enhancement of multi-particle chain in a traveling standing wave,” vol. 051103, 2012.
- [49] L. Novotny, R. Bian, and X. Xie, “Theory of Nanometric Optical Tweezers,” *Physical Review Letters*, vol. 79, no. 4, pp. 645–648, Jul. 1997.
- [50] P. Chaumet, A. Rahmani, and M. Nieto-Vesperinas, “Photonic force spectroscopy on metallic and absorbing nanoparticles,” *Physical Review B*, vol. 71, no. 4, pp. 1–7, Jan. 2005.
- [51] M. Ploschner, M. Mazilu, T. F. Krauss, and K. Dholakia, “Optical forces near a nanoantenna,” *Journal of Nanophotonics*, vol. 4, no. 1, p. 041570, 2010.
- [52] L. Huang and O. J. F. Martin, “Reversal of the optical force in a plasmonic trap,” *Optics letters*, vol. 33, no. 24, pp. 3001–3, Dec. 2008.

- [53] A. Rahmani and P. C. Chaumet, "Optical trapping near a photonic crystal.," *Optics express*, vol. 14, no. 13, pp. 6353–8, Jun. 2006.
- [54] M. Barth and O. Benson, "Manipulation of dielectric particles using photonic crystal cavities," *Applied Physics Letters*, vol. 89, no. 25, p. 253114, 2006.
- [55] J. Ma, L. J. Mart, and M. L. Povinelli, "Optical trapping via guided resonance modes in a Slot-Suzuki-phase photonic crystal lattice Abstract :," *Optics Express*, vol. 20, no. 6, pp. 6816–6824, 2012.
- [56] J. Witzens and M. Hochberg, "Optical detection of target molecule induced aggregation of nanoparticles by means of high-Q resonators," *Optics Express*, vol. 19, no. 8, pp. 1078–1081, 2011.
- [57] S. Lin, E. Schonbrun, and K. Crozier, "Microring Resonators," pp. 2408–2411, 2010.
- [58] M. Righini, A. S. Zelenina, C. Girard, and R. Quidant, "Parallel and selective trapping in a patterned plasmonic landscape," *Nature Physics*, vol. 3, no. 7, pp. 477–480, May 2007.
- [59] G. Volpe, R. Quidant, G. Badenes, and D. Petrov, "Surface Plasmon Radiation Forces," *Physical Review Letters*, vol. 96, no. 23, pp. 1–4, Jun. 2006.
- [60] L. Huang, S. J. Maerkl, and O. J. F. Martin, "Integration of plasmonic trapping in a microfluidic environment.," *Optics express*, vol. 17, no. 8, pp. 6018–24, Apr. 2009.
- [61] M. D. Wissert, 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*, vol. 20, no. 42, p. 425203, Oct. 2009.
- [62] A. Sundaramurthy, K. 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*, vol. 72, no. 16, pp. 1–6, Oct. 2005.
- [63] P. Bharadwaj, B. Deutsch, and L. Novotny, "Optical Antennas," *Advances in Optics and Photonics*, vol. 1, no. 3, p. 438, Aug. 2009.
- [64] 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*, no. 1, 2012.

- [65] a. N. Grigorenko, N. W. Roberts, M. R. Dickinson, and Y. Zhang, “Nanometric optical tweezers based on nanostructured substrates,” *Nature Photonics*, vol. 2, no. 6, pp. 365–370, May 2008.
- [66] W. Zhang, L. Huang, C. Santschi, and O. J. F. Martin, “Trapping and Sensing 10 nm Metal Nanoparticles Using Plasmonic Dipole Antennas,” *Nano Letters*, vol. 10, no. 3, pp. 1006–1011, 2010.
- [67] M. L. Juan, R. Gordon, Y. Pang, F. Eftekhari, and R. Quidant, “Self-induced back-action optical trapping of dielectric nanoparticles,” *Nature Physics*, vol. 5, no. 12, pp. 915–919, Oct. 2009.
- [68] 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*, vol. 12, no. 1, pp. 125–32, Jan. 2012.
- [69] C. Renaut, J. Dellinger, B. Cluzel, T. Honegger, and D. Peyrade, “Assembly of microparticles by optical trapping with a photonic crystal nanocavity Assembly of microparticles by optical trapping with a photonic crystal nanocavity,” vol. 101103, pp. 1–4, 2012.
- [70] Y. Chen, X. Serey, R. Sarkar, P. Chen, and D. Erickson, “Controlled Photonic Manipulation of Proteins and Other Nanomaterials,” *Nano*, 2012.
- [71] A. Sentenac, K. Belkebir, H. Giovannini, and P. C. Chaumet, “Subdiffraction resolution in total internal reflection fluorescence microscopy with a grating substrate,” *Optics letters*, vol. 33, no. 3, pp. 255–7, Feb. 2008.
- [72] M. W. Knight, J. Fan, F. Capasso, and N. J. Halas, “Influence of excitation and collection geometry on the dark field spectra of individual plasmonic nanostructures,” *Optics express*, vol. 18, no. 3, pp. 2579–87, Feb. 2010.
- [73] K. M. Medicus, J. Snyder, A. D. Davies, and U. N. C. Charlotte, “GAUSSIAN BEAM MODELING OF THE RADIUS OF CURVATURE.”
- [74] M. K. Cheezum, W. F. Walker, and W. H. Guilford, “Quantitative comparison of algorithms for tracking single fluorescent particles,” *Biophysical journal*, vol. 81, no. 4, pp. 2378–88, Oct. 2001.
- [75] G. M. Lee, A. Ishihara, and K. E. N. A. Jacobson, “Direct observation of Brownian motion of lipids in a membrane,” *Biophysics*, vol. 88, no. July, pp. 6274–6278, 1991.

- [76] A. J. Berglund, M. D. McMahon, J. J. McClelland, and J. A. Liddle, “Fast , bias-free algorithm for tracking single particles with variable size and shape,” *Optics Express*, vol. 16, no. 18, pp. 4181–4184, 2008.
- [77] C. M. Anderson, G. N. Georgiou, I. A. N. E. G. Morrison, G. V. W. Stevenson, and R. J. Cherry, “Tracking of cell surface receptors by fluorescence digital imaging microscopy using a charge-coupled device camera Low-density Hpoprotein and influenza virus receptor mobility at 4 ° C,” *Journal of Cell Science*, vol. 425, pp. 415–425, 1992.
- [78] Y. Kagawa and Y. Tsuchiya, “Stepping motion of the organelle in a perfused characean cell,” *FEBS Letters*, vol. 546, no. 2–3, pp. 209–212, Jul. 2003.
- [79] Crocker, “Methods of Digital Video Microscopy for Colloidal Studies,” *Journal of Colloid and Interface Science*, vol. 310, no. 179, pp. 298–310, 1996.
- [80] I. F. Sbalzarini and P. Koumoutsakos, “Feature point tracking and trajectory analysis for video imaging in cell biology.,” *Journal of structural biology*, vol. 151, no. 2, pp. 182–95, Aug. 2005.
- [81] I. Processing, “Image Processing with ImageJ,” *Imaging*.
- [82] O. Otto, F. Czerwinski, J. L. Gornall, G. Stober, L. B. Oddershede, R. Seidel, and U. F. Keyser, “Real-time particle tracking at 10,000 fps using optical fiber illumination.,” *Optics express*, vol. 18, no. 22, pp. 22722–33, Oct. 2010.
- [83] F. Czerwinski, A. C. Richardson, and L. B. Oddershede, “Quantifying noise in optical tweezers by allan variance.,” *Optics express*, vol. 17, no. 15, pp. 13255–69, Jul. 2009.
- [84] E. Yablonovitch and T. J. Gmitter, “Photonic band structure: The face-centered-cubic case,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 63, no. 18, pp. 1950–1953, Oct. 1989.
- [85] S. John and R. Rangarajan, “Optimal structures for classical wave localization: an alternative to the ioffe-regel criterion,” *Phys. Rev. B*, vol. 38, no. 14, pp. 10101–10104, Nov. 1988.
- [86] B. Song, S. Noda, T. Asano, and Y. Akahane, “Ultra-high-Q photonic double-heterostructure nanocavity,” *Nature materials*, vol. 4, no. March, pp. 207–210, 2005.
- [87] C. Monat, C. Seassal, X. Letartre, P. Regreny, P. Rojoromeo, P. Viktorovitch, M. Levassordyerville, D. Cassagne, J. Albert, and E. Jalaguier, “InP based photonic crystal microlasers on silicon wafer,” *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures*, vol. 17, pp. 475–476, Apr. 2003.

- [88] a. M. Yacomotti, F. Raineri, G. Vecchi, P. Monnier, R. Raj, a. Levenson, B. Ben Bakir, C. Seassal, X. Letartre, P. Viktorovitch, L. Di Cioccio, and J. M. Fedeli, "All-optical bistable band-edge Bloch modes in a two-dimensional photonic crystal," *Applied Physics Letters*, vol. 88, no. 23, p. 231107, 2006.
- [89] P. Viktorovitch, B. Ben Bakir, S. Boutami, J. L. Leclercq, X. Letartre, P. Rojo-Romeo, C. Seassal, M. Zussy, L. Di Cioccio, and J. M. Fedeli, "3D harnessing of light with 2.5D photonic crystals," *Laser & Photonics Reviews*, vol. 4, no. 3, pp. 401–413, 2010.
- [90] U. Fano, "Effects of Configuration Interaction on Intensities and Phase Shifts," *Physical Review*, vol. 124, no. 6, pp. 1866–1878, Dec. 1961.
- [91] J. P. Barton, D. R. Alexander, and S. a. Schaub, "Theoretical determination of net radiation force and torque for a spherical particle illuminated by a focused laser beam," *Journal of Applied Physics*, vol. 66, no. 10, p. 4594, 1989.
- [92] H. Qian, M. P. Sheetz, and E. L. Elson, "Single particle tracking. Analysis of diffusion and flow in two-dimensional systems.," *Biophysical journal*, vol. 60, no. 4, pp. 910–21, Oct. 1991.
- [93] H. Bornfleth, P. Edelmann, D. Zink, T. Cremer, and C. Cremer, "Quantitative Motion Analysis of Subchromosomal Foci in Living Cells Using Four-Dimensional Microscopy," *Biophysical Journal*, vol. 77, no. 5, pp. 2871–2886, Nov. 1999.
- [94] M. Goulian and S. M. Simon, "Tracking single proteins within cells.," *Biophysical journal*, vol. 79, no. 4, pp. 2188–98, Oct. 2000.
- [95] A. E. Cohen, "Adam E. Cohen October 2006," 2006.
- [96] K. Svoboda and S. M. Block, "Biological applications of optical forces.," *Annual review of biophysics and biomolecular structure*, vol. 23, pp. 247–85, Jan. 1994.
- [97] M. Righini, G. Volpe, C. Girard, D. Petrov, and R. Quidant, "Surface Plasmon Optical Tweezers: Tunable Optical Manipulation in the Femtonewton Range," *Physical Review Letters*, vol. 100, no. 18, pp. 8–11, May 2008.
- [98] A. Rohrbach, "Stiffness of Optical Traps: Quantitative Agreement between Experiment and Electromagnetic Theory," *Physical Review Letters*, vol. 95, no. 16, pp. 1–4, Oct. 2005.
- [99] R. M. Simmons and T. Jeffrey, "Displacement Using," *Biophysical Journal*, vol. 70, no. April, 1996.

- [100] M. E. Friese, H. Rubinsztein-Dunlop, N. R. Heckenberg, and E. W. Dearden, “Determination of the force constant of a single-beam gradient trap by measurement of backscattered light.,” *Applied optics*, vol. 35, no. 36, pp. 7112–6, Dec. 1996.
- [101] A. Rohrbach and E. H. K. Stelzer, “Trapping forces, force constants, and potential depths for dielectric spheres in the presence of spherical aberrations.,” *Applied optics*, vol. 41, no. 13, pp. 2494–507, May 2002.

FOLIO ADMINISTRATIF

THESE SOUTENUE DEVANT L'INSTITUT NATIONAL DES SCIENCES APPLIQUEES DE LYON

NOM :
(avec précision du nom de jeune fille, le cas échéant)

DATE de SOUTENANCE :

Prénoms :

TITRE :

NATURE : Doctorat

Numéro d'ordre : AAAAISALXXXX

Ecole doctorale :

Spécialité :

RESUME :

MOTS-CLES :

Laboratoire (s) de recherche :

Directeur de thèse:

Président de jury :

Composition du jury :