



Déplacement de particules et d'objets biologiques sur des guides d'ondes

Stéphanie Gaugiran

► To cite this version:

Stéphanie Gaugiran. Déplacement de particules et d'objets biologiques sur des guides d'ondes. Biophysique [physics.bio-ph]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2005. Français. NNT: . tel-00010904

HAL Id: tel-00010904

<https://theses.hal.science/tel-00010904>

Submitted on 8 Nov 2005

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

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

UNIVERSITE JOSEPH FOURIER

N° attribué par la bibliothèque

--	--	--	--	--	--	--	--	--	--

THESE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE JOSEPH FOURIER

Spécialité : OPTIQUE ET RADIOFREQUENCES

préparée au CEA-Grenoble/LETI/Laboratoire d'Ingénierie des Composants Photoniques

17, rue des martyrs 38054 Grenoble Cedex 9

dans le cadre de **l'Ecole Doctorale EEATS**

présentée et soutenue publiquement

par

Stéphanie GAUGIRAN

le 29 septembre 2005

DÉPLACEMENT

DE PARTICULES ET D'OBJETS BIOLOGIQUES

SUR DES GUIDES D'ONDES.

Directeur de thèse : Jacques Derouard

JURY

Pr. Pierre Benech

Président

Dr. Frédérique de Fornel

Rapporteur

Dr. Sylvia Jeney

Rapporteur

Dr. Patrick Tabeling

Examineur

M. Stéphane Gétin

Co-encadrant

Pr. Jacques Derouard

Directeur de thèse

Remerciements

Je tiens à remercier ici toutes les personnes qui m'ont aidé et soutenu pendant ces trois années de thèse et qui ont contribué à en faire une période unique à mes yeux.

Tout d'abord, un grand merci à Stéphane pour sa présence de tous les jours et pour avoir, au delà de considérations matérielles, su anticiper et guérir mes états d'âme et mes angoisses.

Un merci tout aussi grand à Jacques pour ses conseils scientifiques, pour la passion qu'il sait transmettre mais aussi pour les récits de voyages ou de randonnées que nous avons pu échanger.

Merci à toi, Patrick, pour la confiance que tu m'as témoignée, les moyens que tu as mis à ma disposition et aussi pour tes discussions enjouées et initiatiques sur le ski de randonnée.

Je te remercie, Guillaume, pour tes échantillons et ta bonne humeur perpétuelle qui sait éclairer les moments difficiles. Bonne chance à toi pour la suite.

Merci à Alexandra pour son soutien et son implication dans ce projet.

Merci beaucoup également à toute l'équipe de Troyes, Gilles Lerondel, Aurélien Bruyant, Illan Stephanon et Sylvain Blaize pour leur accueil chaleureux et le temps qu'il m'ont consacré durant cette semaine de manip particulièrement intéressantes.

Trois grands merci à Aude Bouchard, Virginie Collomb et Jean Marc Fedeli sans qui rien n'aurait été possible.... faute d'échantillons.

Je tiens également à présenter mes plus vifs remerciements aux membres de mon jury. Pierre Benech pour l'intérêt qu'il a montré pour mes travaux et les conseils qu'il a pu m'apporter tout au long de ma thèse. Frédérique de Fornel et Sylvia Jeney pour leurs relectures attentives et leurs remarques pertinentes et enfin Patrick Tabeling pour l'éclairage nouveau et particulièrement intéressant qu'il a su donner au travail que j'ai présenté.

Je voudrais aussi remercier toutes les personnes qui un jour ou l'autre m'ont prêté main forte: Serge Gidon, Jérôme Hazart et Yohan Desières pour leur réponses à mes nombreuses questions métaphysiques; Sébastien Lardenois, Laurent Frey, Gilles Grand et Pierre Labeye pour leurs lumières sur l'optique guidée; Olivier Lartigue, Alexandre Lagrange, Olivier Lemonnier, Catherine Pellé et Jean Hue pour leurs talents d'expérimentateurs et leur disponibilité; Yves Fouillet et Alain Glière pour leur pédagogie et leur aide en microfluidique; Patrick Schavione pour ses traitements de surface; Alain Rey, Bruno Mourey, Francis Bertrand et François Chatelain pour tous les feux verts qu'ils m'ont donnés; Brigitte Caminiti et Sylvie Fournier pour leur aide au travers des difficiles démarches administratives; André pour les multiples pièces qu'il m'a fabriquées; Sans oublier l'incontournable Yves Lagarde pour sa gentillesse et son soutien dans le dépôt des brevets. Je retiendrais que durant ces trois ans, toutes les personnes que j'ai contactées ont, sans hésitation accepté de m'aider.

Pour finir, de voudrais donner un immense merci à tous ceux qui m'ont soutenu et supporté. Mes collègues de bureau, Jérôme Petit, Arno Lalo et Caroline Tessier qui ont du affronter mes humeurs quotidiennes parfois chahutées. Mes amis qui ont eut le courage d'écouter mes longues explications à propos d'un sujet qui leur semble toujours un peu bizarre. Mes parents et ma soeur pour leurs patientes relectures et leur patience tout court.... Et Pierrot pour son soutien à la fois logisitique et moral si primordial pour moi.

Table des matières

Introduction	7
1 Rappels généraux, état de l’art	9
1.1 Les forces optiques : généralités, ordres de grandeur	9
1.1.1 Historique	9
1.1.2 Les actions mécaniques de la lumière	10
1.1.3 Ordres de grandeur des forces optiques	12
1.2 Mise en oeuvre, applications et évolution des techniques de piégeage optique . . .	13
1.2.1 Manipulation d’objets biologiques et mesures de forces	14
1.2.2 Des pinces optiques aux micromachines optiques	16
1.2.2.1 Piégeage à l’aide de modes “exotiques” de faisceaux lasers. . . .	16
1.2.2.2 Piégeage par des faisceaux multiples ou structurés	17
1.2.2.3 Piégeage par des ondes évanescentes	19
1.2.2.4 Conclusion	20
1.3 Des microsystèmes pour la biologie et la nanofabrication	20
1.3.1 Microsystèmes mécaniques	21
1.3.2 Microsystèmes électriques	21
1.3.3 Microsystèmes magnétiques	22
1.3.4 Microsystèmes fluidiques: cytométrie en flux	23
1.3.5 Microsystèmes optiques	24
1.4 Conclusion	26
2 Modélisation des forces optiques sur les milieux matériels	29
2.1 Modélisation du déplacement des particules	29
2.1.1 Le tenseur des contraintes de Maxwell : calcul des forces optiques	29
2.1.1.1 Mise en évidence d’une densité d’impulsion électromagnétique dans le vide	29
2.1.1.2 Conservation du moment électromagnétique	30
2.1.1.3 Calcul des forces en régime harmonique	31
2.1.1.4 Force exercée sur un corps immergé dans un fluide	32
2.1.1.5 Densité de force locale sur un corps immergé dans un fluide . . .	32
2.1.1.6 Cas d’un corps en mouvement	33
2.1.1.7 Conclusion	33

2.1.2	Déplacement de particules dans un liquide visqueux	33
2.1.2.1	La loi de Stokes	33
2.1.2.2	Problèmes de viscosité de surface	34
2.1.2.3	Influence du mouvement Brownien	34
2.1.2.4	Discussion sur les frottements	35
2.1.3	Conclusion	36
2.2	Exemples de calcul des forces exercées par un champ évanescent	36
2.2.1	Méthodes de calcul analytiques	36
2.2.1.1	Modèles dipolaire et géométrique	36
2.2.1.2	Généralisations de la théorie de Mie	37
2.2.2	Méthodes de calcul numérique	37
2.2.3	Conclusion	38
2.3	Dimensionnement du problème dans l'approximation dipolaire	38
2.3.1	Le modèle dipolaire	38
2.3.1.1	Généralités	38
2.3.1.2	Notations et conventions	39
2.3.2	Expression du champ évanescent en surface d'un guide d'onde	40
2.3.2.1	Démarche	40
2.3.2.2	Relation de dispersion	40
2.3.2.3	Forme du champ électrique	41
2.3.2.4	Normalisation en puissance	41
2.3.2.5	Extrapolation à un modèle bidimensionnel	42
2.3.3	Expression des forces optiques dans l'approximation dipolaire	42
2.3.3.1	Rappel et notations	42
2.3.3.2	Force de Lorentz	43
2.3.3.3	Valeur moyenne des forces optiques	43
2.3.3.4	Moment dipolaire et polarisabilité	44
2.3.3.5	Expression des forces de gradient et de pression de radiation	45
2.3.3.6	Cas particulier d'une particule située au-dessus d'un guide d'onde semi infini.	46
2.3.4	Tendances et ordres de grandeur	47
2.3.4.1	Influence des caractéristiques géométriques du guide d'onde	47
2.3.4.2	Influence des matériaux composant le guide	48
2.3.4.3	Influence de la polarisation de la lumière	49
2.3.4.4	Influence du type de particule utilisé	50
2.3.5	Discussion sur la validité des résultats : limites	52
2.3.6	Conclusion	52
2.4	Evaluation des forces optiques en régime de Mie	53
2.4.1	Principe de la modélisation en éléments finis	53
2.4.2	Calcul des forces optiques sur un cylindre infini	54
2.4.2.1	Modélisation du guide d'onde	54
2.4.2.2	Calcul de forces sur un cylindre infini.	56

2.4.2.3	Influence des caractéristiques géométriques des guides d'ondes. .	59
2.4.2.4	Influence des matériaux composant le guide.	59
2.4.2.5	Influence de la polarisation de la lumière.	60
2.4.2.6	Influence de l'altitude des particules.	62
2.4.2.7	Influence de la taille des particules.	62
2.4.2.8	Conclusion.	63
2.4.3	Calcul des forces optiques sur une particule de Mie	64
2.4.3.1	Modélisation du guide d'onde	64
2.4.3.2	Calcul des forces optiques sur une sphère	65
2.4.3.3	Influence des matériaux composant le guide d'onde	68
2.4.3.4	Influence de la polarisation de la lumière	68
2.4.3.5	Influence de la taille des particules	69
2.4.3.6	Influence de la distance entre la particule et la surface	71
2.4.3.7	Influence de la position latérale des particules.	72
2.4.3.8	Conclusion	73
2.5	Conclusion Générale	73
3	Dispositif et méthodes expérimentales.	75
3.1	Dispositif expérimental.	75
3.1.1	Cahier des charges	75
3.1.2	Instrumentation	76
3.1.2.1	Principe général	76
3.1.2.2	Conditionnement du faisceau incident	76
3.1.2.3	Le système d'injection de lumière dans le guide.	78
3.1.2.4	Visualisation	79
3.1.2.5	Contrôle et caractérisation des modes guidés	80
3.2	Echantillons	80
3.2.1	Les guides d'ondes	80
3.2.1.1	Guides réalisés par échange d'ions potassium	81
3.2.1.2	Guides réalisés par échange d'ions argent	83
3.2.1.3	Guides réalisés par dépôt d'une couche mince de nitrure de silicium	85
3.2.1.4	Conclusion	87
3.2.2	La chambre et les particules	88
3.2.2.1	La chambre	88
3.2.2.2	Les particules	89
3.3	Traitement des données	90
3.3.1	Etat de l'art	90
3.3.1.1	Généralités	90
3.3.1.2	Vélocimétrie par suivi de particules	91
3.3.1.3	Application aux cas des guides d'ondes	91
3.3.2	Suivi de particules en surface d'un guide d'onde	92
3.3.2.1	Filtrage de l'image	92

3.3.2.2	Détection des particules	93
3.3.3	Suivi des trajectoires.	94
3.3.3.1	Algorithme	94
3.3.3.2	Exploitation des résultats	95
3.3.4	Analyse des erreurs et des incertitudes	96
3.3.5	Conclusion	97
4	Etude expérimentale du déplacement de particules sur des guides d'ondes	99
4.1	Guides réalisés par échange d'ions potassium	99
4.1.1	Approche qualitative des phénomènes	100
4.1.1.1	Déplacement de particules métalliques	100
4.1.1.2	Déplacement de particules de verre	101
4.1.1.3	Déplacement de particules de latex	103
4.1.2	Analyse quantitative du mouvement des particules	104
4.1.2.1	Influence de la puissance guidée	104
4.1.2.2	Influence de la polarisation de la lumière	105
4.1.2.3	Evaluation de la reproductibilité des mesures	109
4.1.2.4	Conclusion et discussion	110
4.1.3	Impact des phénomènes thermiques et fluidiques	111
4.1.3.1	Les forces radiométriques	111
4.1.3.2	La convection	112
4.1.4	Conclusion	113
4.2	Guides réalisés par échange d'ions argent	114
4.2.1	Approche qualitative des phénomènes	114
4.2.2	Analyse quantitative du mouvement des particules	115
4.2.2.1	Influence de la puissance guidée	115
4.2.2.2	Influence de la taille du mode guidé	116
4.2.2.3	Influence de la polarisation de la lumière	117
4.2.3	Conclusion	119
4.3	Guides réalisés par dépôt de couche mince en nitrure de silicium	119
4.3.1	Caractéristiques des échantillons utilisés	119
4.3.2	Approche qualitative des phénomènes	120
4.3.2.1	Déplacement de particules de verre	120
4.3.2.2	Déplacement de particules de latex	123
4.3.2.3	Déplacement de particules d'or	124
4.3.2.4	Précautions expérimentales	125
4.3.3	Analyse quantitative du mouvement des particules	126
4.3.3.1	Influence de la puissance guidée	126
4.3.3.2	Influence de la polarisation de la lumière	127
4.3.3.3	Influence de la taille des particules	131
4.3.3.4	Discussion	134
4.3.4	Déplacement de particules sur des composants optiques intégrés.	134

4.3.4.1	Guides d'ondes courbes	134
4.3.4.2	Jonctions Y	135
4.3.5	Conclusion	136
4.4	Conclusion Générale	137
5	Déplacement d'objets biologiques sur des guides d'ondes	139
5.1	Spécificités liées à la manipulation d'objets biologiques.	139
5.1.1	Manipulation de spécimens vivants	140
5.1.2	Indices de réfraction et taille des objets biologiques	140
5.1.3	Influence du milieu de conservation	141
5.2	Ordres de grandeur	142
5.2.1	Evaluation des forces s'exerçant sur une cellule seule	142
5.2.2	Evaluation des forces sur une cellule marquée	143
5.3	Manipulation de cellules sur des guides en échange d'ions potassium	144
5.3.1	Contexte et démarche	144
5.3.2	Manipulation de cellules seules	144
5.3.3	Manipulation de cellules marquées par des microparticules	145
5.3.4	Principe du marquage cellulaire	145
5.3.5	Déplacement de cellules marquées.	145
5.4	Déplacement de cellules sur des guides en nitrure de silicium	147
5.4.1	Déplacement de cellules marquées	147
5.4.1.1	Discussion sur le type de marqueur	147
5.4.1.2	Déplacement de cellules marquées	147
5.4.2	Déplacement de cellules non marquées	148
5.4.2.1	Propulsion de globule rouges	148
5.4.2.2	Propulsion de cellules de levure	149
5.5	Conclusion	150
	Conclusion générale	151
	Liste des communications et brevets	153
A	Caractérisation des champs évanescents par microscopie de champ proche optique	155
A.1	Introduction	155
A.1.1	Démarche et contexte	155
A.1.2	Méthode	155
A.2	Caractérisation des guides réalisés en échange d'ions argent	156
A.2.1	Etude de la topographie	156
A.2.2	Etude des caractéristiques des modes guidés	157
A.2.2.1	Principe de mesure	157
A.2.2.2	Comparaison des profils mesurés et calculés	157
A.2.2.3	Etude de la décroissance du champ.	158

A.2.3	Influence de la taille de la fenêtre d'échange	159
A.2.4	Influence de la polarisation du mode guidé.	159
A.3	Caractérisation des guides réalisés en échange d'ions potassium	160
A.3.1	Généralités	160
A.3.2	Etude de la topographie de surface	160
A.3.3	Influence de la polarisation du mode guidé.	161
A.4	Conclusion	162
B	Exemplaire de la publication d'Optics Express	163

Introduction

La manipulation optique de particules au moyen de la pression de radiation d'un faisceau laser a connu un développement important au cours de ces deux dernières décennies. Le champ d'investigation de cette technique est particulièrement vaste puisqu'il s'étend de l'échelle atomique, avec le refroidissement d'atomes par laser, jusqu'à l'échelle micrométrique avec le piégeage et la manipulation de cellules vivantes. Notamment, depuis leur introduction en 1986, les pinces optiques sont devenues un outil de recherche important dans les domaines de la biologie, de la physico-chimie et de la matière molle. De récentes avancées techniques sont maintenant en passe de transférer le domaine d'application des pinces optiques du laboratoire à l'industrie et au diagnostic médical. Ainsi, jusqu'à assez récemment, les possibilités de manipulation, d'analyse et d'organisation d'éléments de taille mésoscopique (10-100 nm) ont été limitées par le manque d'outils et de machines de dimensions adaptées à ces objets. Le développement de pièges optiques flexibles et multi-fonctionnels peut pallier à ces besoins. De la même façon, la mise au point des laboratoires sur puce (Lab-on-a-chip), basée sur le développement de micro-actionneurs destinés à déplacer, organiser ou trier des objets biologiques, s'appuie de plus en plus sur des technologies optiques. Dans cette dynamique, de nouvelles approches reposant sur l'utilisation de composants optiques intégrés pourraient permettre d'accroître à la fois l'intégration et les fonctionnalités de ces dispositifs.

Il nous est donc apparu nécessaire, dans un premier temps, de dresser un panorama des techniques de manipulation optique de particules. Le chapitre 1 nous permet ainsi d'illustrer leur pertinence dans le domaine de la nanofabrication, mais aussi leurs potentialités dans celui du tri cellulaire. Il met en évidence le caractère particulier des dispositifs basés sur des guides d'onde, qui, moyennant certaines améliorations, pourraient eux aussi ouvrir des perspectives intéressantes en biologie.

Dans une optique d'optimisation de ces systèmes, le chapitre 2 propose une approche théorique du déplacement de particules sur des guides d'onde. Il décrit tout d'abord un formalisme très général du problème basé sur le tenseur des contraintes de Maxwell puis développe deux axes d'étude. Le premier, dans le cadre d'une approximation dipolaire, permet d'évaluer les paramètres importants du problème et de concevoir les guides d'onde. Le second, basé sur une méthode de résolution numérique, apporte une compréhension plus fine des phénomènes, notamment pour des particules dont la taille est similaire à la longueur d'onde.

La partie suivante décrit le dispositif expérimental dédié à la manipulation de particules que nous avons mis en place. Elle recense les caractéristiques des échantillons que nous utilisons ainsi que les logiciels de traitement de données développés.

Dans le chapitre 4, nous présenterons les résultats expérimentaux obtenus sur différents types de guides d'onde et de particules. Ils nous aideront à valider les modèles de simulation numérique développés mais aussi à isoler les contributions respectives de phénomènes physiques de natures différentes. La comparaison de guides d'ondes réalisés par des technologies variées nous permettra par ailleurs, d'évaluer les efficacités de propulsion de particules associées à chaque type d'échantillon.

Le chapitre 5 est dédié à l'étude du déplacement d'objets biologiques sur des guides d'onde. Il a pour but d'évaluer, tant d'un point de vue théorique qu'expérimental, la possibilité de transférer le savoir faire acquis sur des particules à des objets biologique.

Chapitre 1

Rappels généraux, état de l'art

Dans ce chapitre, après avoir explicité l'origine des forces optiques et leurs ordres de grandeur, nous présenterons certains développements récents des techniques de piégeage optique d'objets micrométriques. Nous montrerons en quoi ces techniques peuvent se révéler particulièrement pertinentes dans le domaine de la biologie puis nous les comparerons à des méthodes de tri de microparticules et de cellules basées sur des concepts physiques différents.

1.1 Les forces optiques : généralités, ordres de grandeur

1.1.1 Historique

C'est en 1619 que Kepler, le premier, évoqua l'existence d'une action mécanique de la lumière sur la matière. Selon lui, l'action du rayonnement solaire sur les particules composant la queue des comètes expliquait pourquoi cette queue était toujours dirigée dans la direction opposée au soleil. Euler conforta cette hypothèse au XVIIIème en démontrant qu'une onde lumineuse exerce une pression sur un corps placé en travers de sa direction de propagation [1].

En 1873, Crookes [2] construisit un appareil destiné à observer l'effet de la force de pression lumineuse (cf. figure 1.1). Il s'agit d'un moulin dont les ailes ont une face absorbante et une face réfléchissante. En observant la lumière repousser les faces absorbantes des ailes du moulin, Crookes pensait démontrer l'existence de la pression de radiation. Maxwell abonda dans son sens et ce n'est que plusieurs années plus tard, qu'il découvrit avec l'aide de Reynolds, les forces radiométriques. En effet, l'action de la pression de radiation devrait repousser les faces réfléchissantes des ailes du moulin. Le mouvement observé est donc en réalité lié à des phénomènes d'échauffement et de mouvement de fluides assez subtils. Ces forces radiométriques ont pendant longtemps masqué les effets de pression de radiation beaucoup moins intenses.

Toutefois, au début du XXème siècle, Lebedev [3] en Russie et Nicols et Hull [4] aux Etats Unis parvinrent à mettre en évidence les effets de pression de radiation sur des objets macroscopiques. De par leur faiblesse, l'exploitation de ces forces sembla difficilement envisageable avant l'invention du laser dans les années 1960. Arthur Ashkin fut le premier, en 1970, à démontrer expérimentalement l'influence conjuguée de la pression de radiation et de la force de gradient sur le mouvement de particules micrométriques [5]. Il montra que, grâce aux densités de puissance laser, il est aisé de s'affranchir des effets radiométriques qui s'étaient montrés gênants jusque-

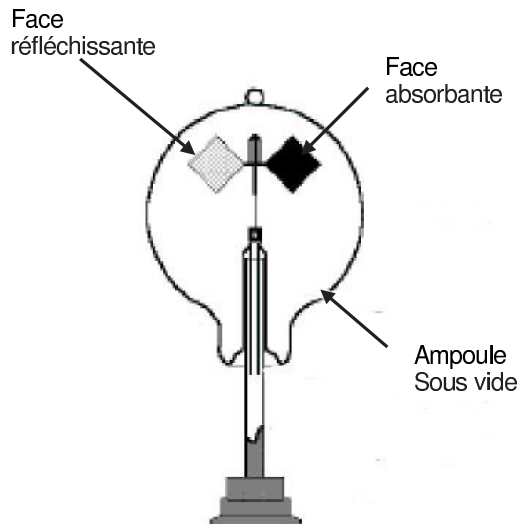


FIG. 1.1 – **Schéma du radiomètre de Crookes.** L'échauffement de la surface absorbante augmente l'agitation thermique des molécules de gaz résiduel qui frappent la surface noire et font tourner les ailes du moulin. Dans le cas où la pression de radiation aurait été l'élément moteur, ce sont les faces brillantes qui auraient été repoussées.

là. Il parvint à accélérer, piéger et faire léviter des particules de tailles et natures différentes [6]. Mieux encore, dès 1987, il montra qu'il est possible de manipuler optiquement des objets biologiques sans les dégrader (cf. paragraphe 1.2.1).

Les bases expérimentales qui allaient conduire aux expériences de refroidissement des atomes par laser étaient alors posées. En effet, la manipulation optique de particules micrométriques fut étendue aux atomes pour lesquels la pression de radiation et les forces de gradient peuvent devenir très importantes au voisinage de résonances spécifiques [7]. La superposition des effets Doppler et de pression de radiation permet le refroidissement des atomes par laser [8]. L'amélioration continue de ces techniques a permis d'augmenter la densité dans l'espace des phases des atomes piégés, pour atteindre la condensation de Bose-Einstein, démonstration expérimentale de la théorie quantique élaborée en 1924 [9] [10].

À la lumière de cet historique, il ressort de façon frappante l'importance des expériences de piégeage de microparticules dans un faisceau laser unique, réalisées par Askin en 1986. En effet, celles-ci ont simultanément ouvert la voie à deux domaines clé de la recherche scientifique :

- l'optique atomique avec la mise en évidence du piégeage d'atomes par laser en 1986 par A. Ashkin et S. Chu [11].
- la manipulation optique d'objets biologiques micrométriques avec la démonstration de piégeage de virus et bactéries dans une pince optique en 1987 par A. Ashkin et J. M. Dziedzic [12]

1.1.2 Les actions mécaniques de la lumière

Pression de radiation et force de gradient En mécanique quantique, la lumière est composée de photons ayant une énergie $E = h\nu$ et une quantité de mouvement $p = h\nu/c$. Ainsi, lorsqu'un photon est réfléchi par un miroir, il subit une variation de quantité de mouvement qui engendre une force sur la surface réfléchissante :

$$F = \frac{dp}{dt} = n \frac{I}{c} \quad (1.1)$$

où n est l'indice du milieu dans lequel se propage le photon, I l'intensité du faisceau lumineux et c la vitesse de la lumière.

Dans le cas où la surface éclairée n'est pas un miroir mais une particule, on peut montrer que les forces s'exerçant sur la sphère sont de deux types :

- des forces dites de “**pression de radiation**” ou encore de diffusion qui sont orientées selon la direction de propagation de la lumière. Elles sont liées à l'absorption, la réflexion ou la diffusion d'un faisceau lumineux uniforme par un objet. Les photons répartis symétriquement par rapport au centre de la particule, puis réfractés par celle-ci engendrent une variation de quantité de mouvement orientée selon la direction de propagation de la lumière (cf. figure 1.2 (a)). De même, les photons absorbés transmettent une impulsion orientée selon la direction de propagation du faisceau (figure 1.2 (b)).

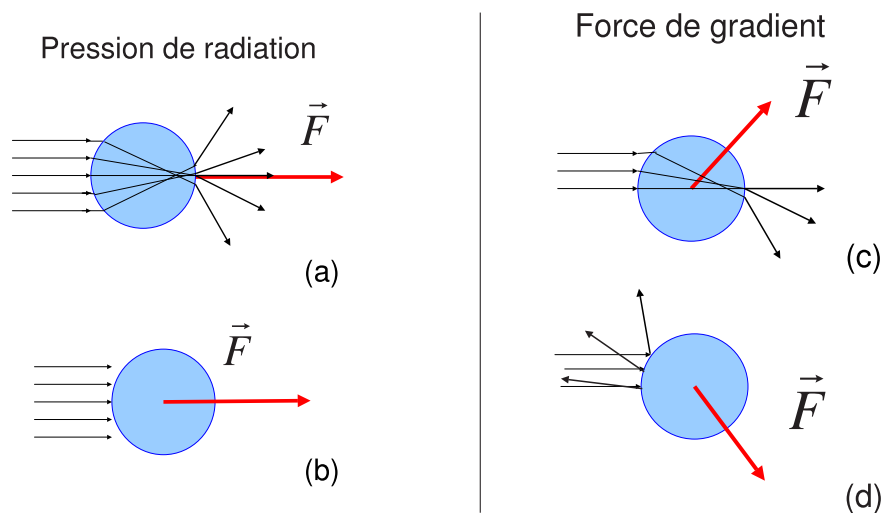


FIG. 1.2 – Mise en évidence de la pression de radiation (a) et (b) et de la force de gradient (c) et (d) à l'aide d'un modèle géométrique. Dans le cas d'un éclairage uniforme, la variation de quantité de mouvement est orientée selon la direction de propagation de la lumière : c'est la pression de radiation. Dans le cas où l'éclairage n'est pas uniforme, la force résultante est oblique et peut, selon les propriétés de la particule, l'attirer vers les maxima d'intensité (c) ou encore l'expulser vers les zones de faible champ (d).

- des forces dites de “**gradient**”, dont l'existence est moins évidente. Elles sont liées à l'interaction d'un objet avec un faisceau lumineux non uniforme. Les photons répartis non symétriquement par rapport au centre de la particule conduisent à une force résultante dirigée obliquement par rapport à la direction de propagation de la lumière. Dans le cas d'une particule peu réfléchissante comme sur la figure 1.2 (c), cette force tend à pousser l'objet vers le maximum d'intensité lumineuse. Toutefois, on peut noter que si la particule est très réfléchissante, elle peut être expulsée vers les zones d'intensité minimale (figure 1.2 (d)).

Principe de la lévitation et des pinces optiques. Sous l'action des forces décrites figure 1.2, une particule diélectrique placée dans un faisceau gaussien est attirée vers l'axe du faisceau et propulsée selon la direction de propagation de la lumière. Ashkin utilise cet effet pour faire léviter les particules en opposant la pression de radiation à la force de gravité [6]. Il obtient ainsi

un piège stable en trois dimensions mais celui-ci ne fonctionne bien que pour des particules de Mie qui ont de grandes sections efficaces de diffusion. Pour pallier à cet inconvénient, il imagine un piège utilisant un faisceau unique très fortement focalisé [13]. La force de gradient sur l'axe du faisceau est si importante qu'elle domine alors largement les effets de pression de radiation. Sous l'action des forces de gradient, les particules sont donc piégées longitudinalement et axialement au niveau du point focal laser (cf. figure 1.3). On peut alors aisément les déplacer en translatant le faisceau.

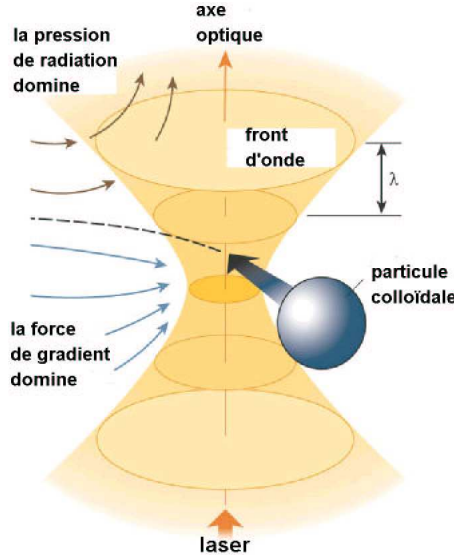


FIG. 1.3 – **Schéma de pince optique.** Les pinces optiques utilisent un faisceau laser fortement focalisé pour piéger des objets. Le gradient d'intensité du faisceau convergeant attire les petits objets, comme des particules colloïdales, vers le point focal, alors que la pression de radiation tend à les expulser. Dans des conditions où la force de gradient domine, une particule peut être piégée en trois dimensions juste derrière le point focal [14].

Cette décomposition des effets mécaniques entre force de gradient et pression de radiation est couramment utilisée depuis qu'Ashkin a clarifié leurs définitions [15]. Elle permet de comprendre intuitivement le piégeage dans les deux cas limites que sont les particules de Mie et de Rayleigh. Cependant, elle est insuffisante pour illustrer le comportement de particules de tailles intermédiaires. Nous montrerons au chapitre suivant qu'une modélisation globale des effets de la lumière ne peut se faire que par l'intermédiaire du tenseur des contraintes de Maxwell.

1.1.3 Ordres de grandeur des forces optiques

Le principe de fonctionnement des pinces optiques ayant été décrit, il reste à fixer les ordres de grandeur des forces mises en jeu dans le piégeage optique. Pour une particule de Rayleigh (de rayon $a \ll \lambda$) située dans un plan perpendiculaire au waist d'un faisceau gaussien, les valeurs des forces maximales de gradient et de pression de radiation sont regroupées dans le tableau 1.1 [16] [17]. Le faisceau laser considéré a une longueur d'onde de 514 nm, une puissance de 100 mW et un waist $w_0 = 5\mu m$. Il n'est donc qu'assez faiblement focalisé.

Ces valeurs appellent plusieurs remarques :

- On constate tout d'abord que les forces mises en jeu sont très faibles (de l'ordre du fN) mais qu'elles sont largement supérieures à la gravité. Par ailleurs, elles augmentent avec

TAB. 1.1 – Ordres de grandeur des forces optiques et de gravité pour une longueur d'onde de 514 nm

	Pression de radiation (fN)	Force de gradient (fN)	Gravité (fN)
latex 10 nm	$1.0 \cdot 10^{-4}$	$2.2 \cdot 10^{-3}$	$4.3 \cdot 10^{-5}$
latex 50 nm	1.6	$2.7 \cdot 10^{-1}$	$5.4 \cdot 10^{-3}$
or 10 nm	4.5	$2.3 \cdot 10^{-2}$	$7.9 \cdot 10^{-4}$

l'indice optique et la taille de la particule et peuvent atteindre des centaines de piconewton pour des billes micrométriques [14].

- Les objets de très petite taille (10 nm) sont particulièrement sensibles à l'action des forces de gradient alors que leurs homologues légèrement plus gros (50 nm) subissent majoritairement l'influence de la pression de radiation. Nous verrons, en effet, dans le chapitre 2 que les forces de gradient sont proportionnelles au volume de la particule alors que celles de radiation dépendent du carré de ce volume.
- Les forces de pression de radiation exercées sur des particules métalliques sont largement plus intenses que celles s'appliquant sur des objets diélectriques. En effet, comme nous l'avons mis en évidence qualitativement, l'absorption contribue fortement au phénomène de pression de radiation. Elle agit comme un élément destabilisateur dans les pinces optiques et rend le piégeage de particules métalliques particulièrement délicat à mettre en oeuvre [17].

Il serait intéressant de confronter ces données aux valeurs des forces d'origine thermique comme les forces radiométriques. Toutefois, ces dernières sont difficiles à évaluer pour des particules très petites placées dans l'eau. On peut cependant montrer que pour des billes micrométriques peu absorbantes (comme le latex), elles sont très petites devant les effets de pression de radiation [18]. Dans le cas de particules très absorbantes, leur amplitude peut être similaire à celle des forces optiques mais, à l'inverse des forces de gradient, elles ont tendance à expulser les particules du faisceau laser [19].

1.2 Mise en oeuvre, applications et évolution des techniques de piégeage optique

Suite à l'invention des pinces optiques, deux types d'applications différentes ont été mise en oeuvre. Les premières consistent en la manipulation et la caractérisation expérimentale d'objets biologiques par l'intermédiaire de mesures de forces de l'ordre du piconewton. Les secondes sont basées sur la construction d'outils destinés à manipuler, ordonner, trier simultanément de multiples particules.

1.2.1 Manipulation d'objets biologiques et mesures de forces

Manipulation d'objets biologiques Les pinces optiques furent appliquées peu après leur découverte à la manipulation d'objets de nature biologique [12]. L'emploi d'un laser argon ionisé ($\lambda = 514 \text{ nm}$) se révélant dommageable pour les spécimens piégés (virus, bactéries), Ashkin *et al.* eurent recours à une source infrarouge ($\lambda = 1 \mu\text{m}$) afin de minimiser les dégradations induites par l'illumination [20]. Le piégeage d'organismes vivants devint possible et les pinces optiques furent utilisées pour la manipulation et la sériation de cellules. A l'inverse, combinées à des techniques de découpe laser dans l'ultraviolet, elles permettent de disséquer les cellules ("laser scapel" ou "laser scissors") et ont de nombreuses applications en médecine [21].

Principe de la mesure de forces de l'ordre du piconewton Les billes piégées dans une pince optique se trouvent en réalité dans un puits de potentiel harmonique dont la forme dépend des caractéristiques du faisceau focalisé. Si on exerce une force sur la bille, elle se déplace dans le piège d'une distance proportionnelle à la force exercée. Ainsi, en mesurant le déplacement de la particule dans le faisceau par projection de son image sur une photodiode à quadrants, on peut mesurer très précisément la force exercée sur l'objet [22]. Il faut cependant calibrer le piège, c'est à dire trouver la constante de proportionnalité liant la force au déplacement. Les méthodes les plus simples consistent à évaluer la force qui permet d'arracher la particule du piège. [23] [24]. D'un point de vue pratique, deux configurations peuvent être utilisées (cf. figure 1.4). La première consiste à injecter un fluide au niveau de la bille à une vitesse croissante jusqu'à ce que l'objet ne s'échappe du piège. Le principal inconvénient de la méthode réside dans le fait que les effets de cisaillement liés à la proximité d'une surface ont tendance à pousser la particule en dehors du point focal. La force mesurée peut donc être différente de celle s'exerçant réellement au niveau du point focal. Il faut donc veiller à travailler le plus loin possible des parois de la chambre. La seconde configuration est très similaire mais c'est cette fois la chambre contenant le fluide qui est déplacée autour du piège. Dans ce cas-là, la force de radiation déplace légèrement le point d'équilibre de la particule ce qui engendre des imprécisions. D'autres méthodes, plus

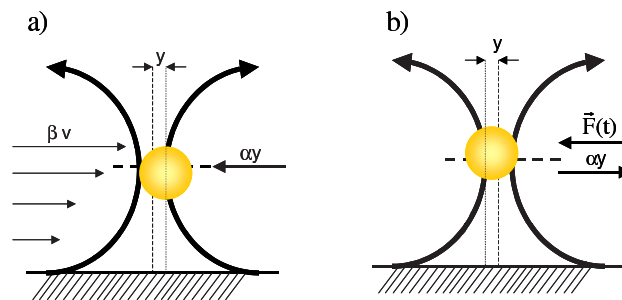


FIG. 1.4 – **Schéma de calibration de forces.** Le faisceau laser (défini par les flèches noires) traverse la lamelle couvre-objet (hachurée) et est focalisé au niveau de la particule. (a) La bille et la chambre sont maintenues en place alors que le fluide est mis en mouvement. La force de frottement fluide est équilibrée par celle de piégeage. Cependant, les effets de cisaillement (flèches de gauche) poussent la particule vers la lamelle couvre-objet. (b) La bille est maintenue en position alors que la chambre est mise en mouvement de façon à ce qu'elle subisse une force $F(t)$. Dans ce cas-là, la pression de radiation a tendance à déplacer le point d'équilibre de la particule au delà du point focal, ce qui perturbe la mesure.

précises consistent à réellement caractériser la forme du puits de potentiel, par exemple en analysant le spectre des fluctuations de position de l'objet au voisinage de l'équilibre [25]. Elles permettent d'obtenir une résolution de l'ordre de 0.1 pN sur les forces mesurées [26].

Exemples d'applications en biologie Les pinces optiques ont permis la caractérisation de très nombreux systèmes biologiques. Parmi les plus importants, on trouve les moteurs moléculaires qui, dans l'organisme, assurent la conversion de l'ATP en travail mécanique. Ces moteurs sont constitués deux enzymes dont l'un sert de support au second. Par exemple, la kinésine “marche” sur un microtubule. En recouvrant une bille de kinésine et en observant le mouvement de cette bille au dessus du microtubule, Block *et al.*, ont pu mesurer la force et le déplacement induit par une molécule de kinésine unique [27]. De plus, ils ont observé que le mouvement s'exerçait de manière incrémentale par pas de 8 nm le long de la microtubule [28]. De nombreuses études portent aussi sur les propriétés mécaniques de l'ADN [29] ou encore sur les propriétés rhéologiques d'objets biologiques [30].

Un nouveau type de microscopie de proximité Au delà des applications basées sur la mesure de forces, les pinces optiques peuvent être utilisées comme un outil de microscopie. On parle de microscopie à force photonique (PFM). Dans ce cas-là, la bille piégée dans une pince devient une véritable sonde qui permet de caractériser la surface d'un objet (cf. figure 1.5). Les fluctuations axiales de la particule selon l'axe optique peuvent être mesurées par analyse de la figure de diffusion de celle-ci ou par fluorescence à deux photons [22]. On atteint ainsi des résolutions axiales de l'ordre de 30 nm [22], la résolution latérale étant déterminée par la taille de la bille. La constante de raideur d'un tel microscope est de l'ordre de 10^{-4} N/m contre ~ 0.1 N/m pour un cantilever d'AFM, ce qui permet de sonder des matériaux biologiques très mous [26].

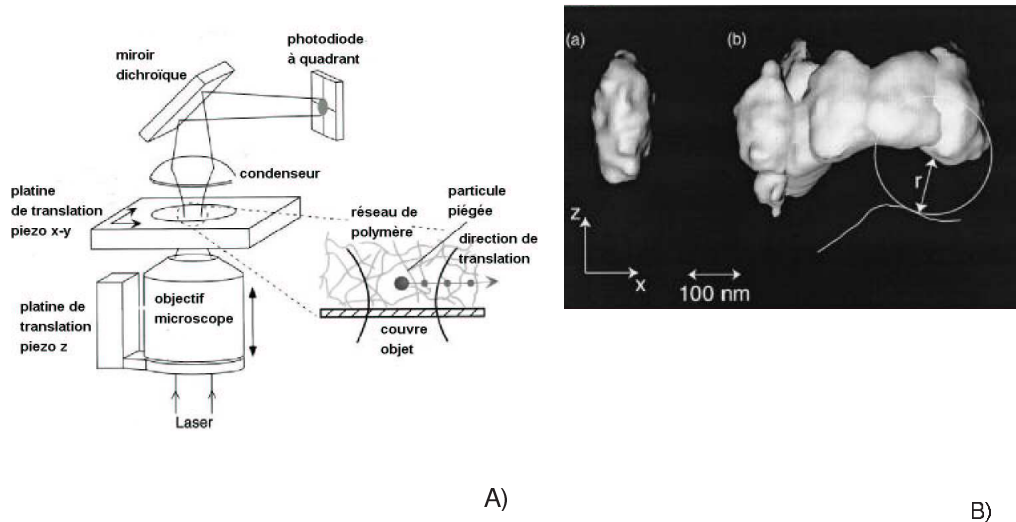


FIG. 1.5 – **Microscopie à Force Photonique** [31]: A) Schéma de principe du microscope. B) Représentation tridimensionnelle du volume sondé par une bille piégée dans une pince optique. a) Cas d'une bille en solution : l'image est représentative de la forme du puits de potentiel. b) Cas d'une bille dans un réseau d'Agar. Le piège est déplacé latéralement par pas de 80 nm et les positions sondées par la bille sont limitées par la présence du réseau. La surface de l'objet étudié peut être reconstruite en prenant en compte le rayon de la particule (ligne blanche).

1.2.2 Des pinces optiques aux micromachines optiques

La manipulation simultanée de plusieurs objets de tailles et de natures différentes pour construire des micro-objets ou des micro-machines est devenue un objectif important dans le domaine des nanotechnologies. On le constate particulièrement ces dernières années par le nombre croissant de publications dans ce domaine.

1.2.2.1 Piégeage à l'aide de modes “exotiques” de faisceaux lasers.

L'un des inconvénients des pinces optiques classiques est qu'elles ne permettent ni de piéger les particules métalliques ni les objets ayant un indice inférieur à celui du milieu environnant. Pour remédier à cela, les faisceaux gaussiens traditionnels ont été remplacés par des modes “exotiques” de faisceau lasers.

Par exemple, les modes de Laguerre-Gauss sont générés par l'interaction entre un profil de phase hélicoïdal et un mode TEM_{00} . Ce type de vortex optique possède un front d'onde en forme de tire-bouchon et se focalise en un anneau lumineux (dit “doughnut”) (cf. figure 1.6 (a) et (b)). La présence de ce coeur de faible intensité permet le piégeage de particules réfléchissantes, absorbantes ou de faible constante diélectrique qui auraient été expulsées ou dégradées par des pinces traditionnelles. De plus, à cause de la faible pression de radiation sur l'axe du faisceau, le piégeage d'objets de grande taille est plus efficace qu'avec une pince standard [32]. Les particules de très petite taille sont, quant à elles, confinées sur la circonférence du faisceau. En ajustant le diamètre de l'anneau, il est possible de piéger spécifiquement les particules de taille supérieure à une certaine fraction du diamètre de mode ce qui offre des perspectives intéressantes dans le domaine du tri de particules [33].

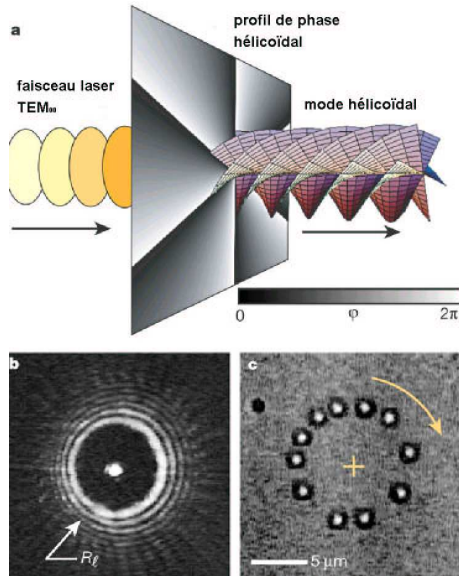


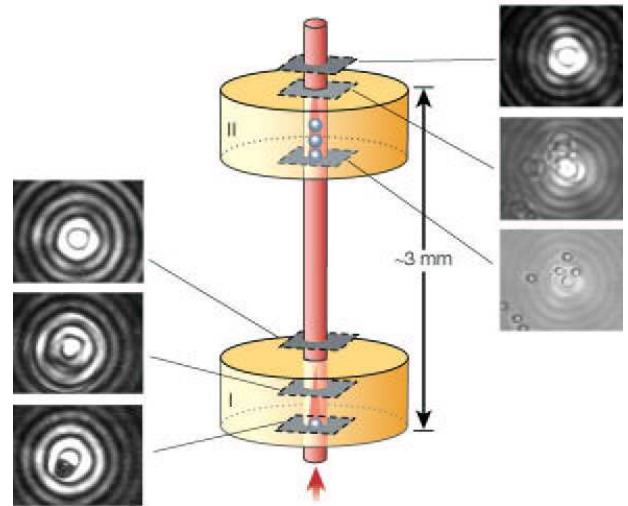
FIG. 1.6 – Les modes de Laguerre-Gauss, des exemples de vortex optiques. a) Un profil de phase hélicoïdal converti un mode TEM_{00} en un mode dont le front d'onde ressemble à un tire-bouchon. b) Ce type de faisceau ne se focalise pas en un point unique mais en un doughnut dont on peut ajuster le diamètre. c) Les particules de petite taille se piègent sur la circonférence de l'anneau et tournent spontanément sous l'action du moment cinétique imposé par le faisceau [14]

Ces faisceaux de Laguerre-Gauss se distinguent d'autre part par leur capacité à transmettre des moments aux objets et donc à mettre en rotation les particules piégées. En effet, en plus des échanges de quantité de mouvement avec la matière, la lumière peut aussi engendrer des variations de moment cinétique capables de mettre en rotation des objets [34]. La plupart du temps, le moment cinétique du faisceau lumineux est lié à son état de polarisation. Ce n'est

pas le cas des modes de Laguerre-Gauss, à l'aide desquels, il est possible d'imposer un couple constant sur n'importe quel type de particule (cf figure 1.6 c)) [14].

D'autres modes de faisceaux présentent un intérêt pour le piégeage optique : les faisceaux de Bessel. Ce sont des solutions particulières de l'équation de Helmholtz, invariantes au cours de la propagation. Cette absence de divergence même lorsque le faisceau est très focalisé permet de guider avec précision des particules sur de relativement longues distances [35]. De plus, ces faisceaux sont insensibles aux distortions du front d'onde engendrées par la présence des objets et des surfaces, ce qui leur confère une très grande robustesse d'utilisation (cf. figure 1.7).

FIG. 1.7 – **Les faisceaux de Bessel.** Ils ont la propriété de ne pas diverger et peuvent être focalisés pour créer des pièges optiques d'une longueur de plusieurs millimètres. Ici, le même faisceau est utilisé pour piéger de multiples particules dans deux chambres séparées d'une distance de 3 mm. Ces faisceaux sont insensibles aux distortions engendrées par les particules car leurs fronts d'onde se reconstruisent au cours de la propagation. Sur l'image de gauche, une sphère est piégée entre le spot central et le premier anneau. Juste après le faisceau est perturbé mais un peu plus loin, il a repris sa forme initiale. Le processus est le même sur les images de droite [14].



Ainsi l'utilisation de modes exotiques des lasers permet non seulement d'étendre le champ d'application des pinces optiques à presque tous les types de particules mais aussi de mieux contrôler le piégeage et la rotation de ces objets. Dans une même logique, comme nous le verrons dans le paragraphe suivant, la manipulation simultanée de plusieurs particules s'est développée grâce à l'utilisation de faisceaux structurés.

1.2.2.2 Piégeage par des faisceaux multiples ou structurés

La première solution utilisée pour tenter de piéger simultanément plusieurs particules consiste à balayer le faisceau laser dans des positions multiples, suffisamment rapidement pour pouvoir créer en moyenne plusieurs pièges. Cette technique ne convient pas au piégeage de très petites particules ayant un mouvement brownien trop rapide [10].

Une alternative consiste à utiliser des lasers intégrés comme des réseaux de diodes-laser [36] ou encore des réseaux de cavité laser à émission verticale (VCSEL) pour piéger et manipuler des microparticules [37] ou des cellules biologiques [38]. La flexibilité et la compacité de tels systèmes ainsi que la possibilité de les produire à grande échelle en font des outils prometteurs pour le transport parallèle ou le tri de cellules. Toutefois, à l'heure actuelle, les démonstrations sont limitées à des matrices de VCSELS de petite taille (4x4 VCSELS) et l'intégration est limitée par la présence d'un objectif de microscope nécessaire à la formation du piège.

D'autres techniques utilisent les figures d'interférences de plusieurs faisceaux lasers pour créer plusieurs pièges. Par exemple, Mac Donald *et al.* ont pu construire des réseaux de pièges

tridimensionnels en utilisant la figure d'interférence de deux faisceaux de Laguerre-Gauss dits en “doughnut” [39] (cf. figure 1.8). Cette figure génère quatre pinces individuelles qui peuvent être à la fois translatées en trois dimensions dans l'espace et mises en rotation en introduisant une différence de fréquence entre les deux faisceaux lasers.

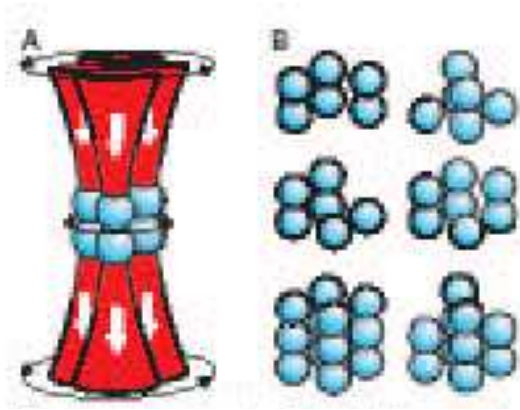
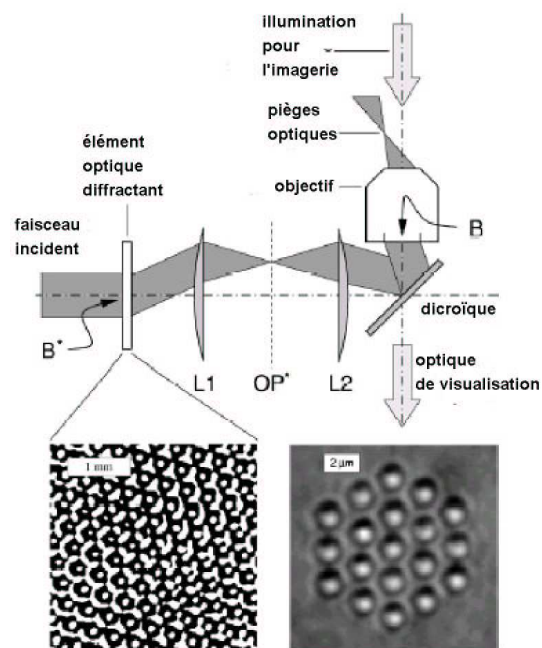


FIG. 1.8 – **Faisceaux de Laguerre-Gauss.**
A) Interférences de deux modes de Laguerre-Gauss en doughnut produisant 4 pinces optiques. B) Exemples de structures obtenues en déphasant les deux faisceaux

En 1998, Dufresne, Grier *et al* utilisent un élément optique diffractant pour créer des pièges multiples (cf. figure 1.9). Un faisceau laser collimaté est mis en forme par une optique diffractive puis focalisé en un réseau de pièges. L'approche est avantageuse car elle ne nécessite l'utilisation que d'un seul faisceau laser. Progressivement, l'élément diffractant est remplacé par un hologramme puis l'hologramme est généré de façon dynamique par ordinateur à l'aide d'un modulateur spatial de lumière programmable [40]. On peut ainsi, à l'aide d'une simple souris, positionner, déplacer, mettre en rotation un très grand nombre de particules. Les motifs de pièges ainsi créés peuvent être utilisés pour fabriquer des arrangements micrométriques, voire nanométriques de particules [41].

FIG. 1.9 – **Représentation schématique d'un système de pince optiques holographiques.** Un faisceau laser collimaté arrivant par la gauche est mis en forme à l'aide d'un élément diffractant, transféré vers un objectif de microscope à l'aide de lentilles puis focalisé en un réseau de pièges. En bas à gauche, on trouve une image des motifs de phase générés par l'élément optique et à droite le réseau de pièges obtenus dans lequel sont piégées des particules de silice de $1\mu\text{m}$.

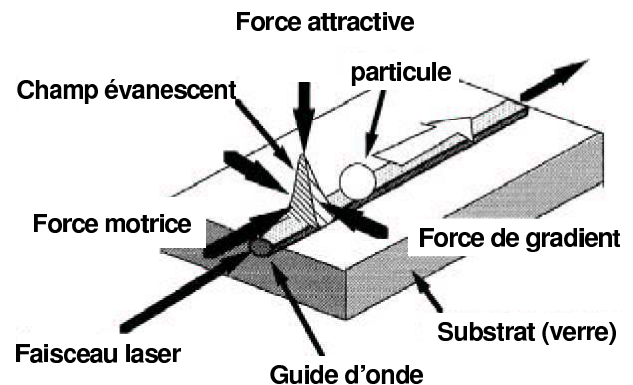


1.2.2.3 Piégeage par des ondes évanescentes

Une dernière voie utilisée pour le piégeage et la manipulation optique de microparticules consiste à utiliser des champs évanescents. Cette approche, relativement récente, rejoint le domaine en plein essor de l'optique en champ proche [42].

L'expérience inaugurale dans ce domaine a été réalisée en 1992 par Kawata et Sugiura, de l'université d'Osaka, qui ont observé le déplacement de billes micrométriques de verre et de latex dans le champ évanescent produit par la réflexion totale d'un laser à la surface d'un prisme [43]. En 1996, Kawata et Tani démontrent le déplacement de particules métalliques et diélectriques en surface d'un guide d'onde réalisé par échange d'ions [44]. Les particules sont attirées dans les zones de forte intensité par les forces de gradient et propulsées dans la direction de propagation de la lumière par la pression de radiation (cf. figure 1.10). Dans le cas de guides multimodes, les billes serpentent sur la surface du guide à cause des battements entre les différents modes couplés [45]. On peut noter, par ailleurs, la mise en évidence du guidage de particules dans des fibres optiques creuses dès 1999 [46].

FIG. 1.10 – Principe de la manipulation de particules sur un guide d'onde : les particules sont poussées le long du guide par l'action de la pression de radiation et attirées sur celui-ci par l'action des forces de gradient.

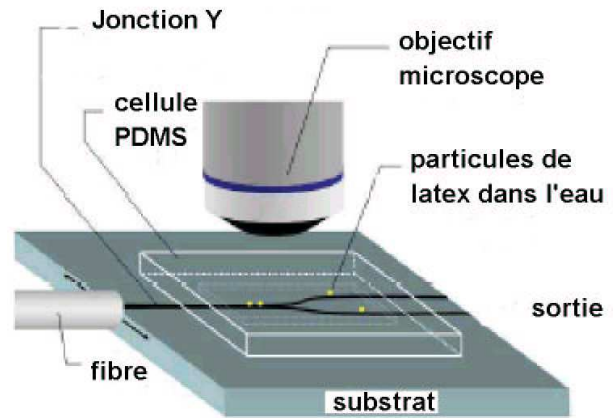


Durant l'année 2000, Ng et Wilkinson de l'Université de Southampton reprennent le concept pour l'appliquer au déplacement de nanoparticules métalliques [47]. Ils présentent un modèle d'évaluation des forces optiques s'exerçant sur des nanoparticules ainsi qu'une optimisation des paramètres du guide d'onde [47]. D'un point de vue expérimental, les nanoparticules sont effectivement propulsées le long du guide mais à cause de leur très fort mouvement brownien, le piégeage n'est pas stable et les particules finissent par s'échapper [48] [49].

En 2004, Gruijic et Hellesø proposent un système de déplacement de particules sur des guides d'ondes réalisés par un échange d'ions césium [50]. L'approche est intéressante car un contraste d'indice plus élevé au niveau du guide engendre une meilleure efficacité de déplacement des particules. Toutefois, les puissances requises restent encore assez élevées (plusieurs centaines de mW). En 2005, la même équipe présente un système de tri de particules basé sur l'utilisation d'une jonction Y [51]. En contrôlant la position de la fibre à l'entrée du guide d'onde, il est possible de maîtriser la distribution de champ dans chacune des deux branches de la jonction Y et donc la puissance guidée dans chaque bras. Ainsi, les particules sont automatiquement orientées vers la branche dans laquelle la puissance guidée est la plus importante (cf figure 1.11). Il est à noter toutefois que l'aiguillage présenté ne fonctionne que si les particules sont éloignées de plus de $50\mu\text{m}$ l'une de l'autre. En pratique, cette condition est délicate à remplir

car les particules diélectriques ont tendance à se coller les unes aux autres pour former de petites chaînes [52].

FIG. 1.11 – **Dispositif expérimental de tri de particules.** En déplaçant la fibre d'injection, il est possible de contrôler la distribution de puissance dans les branches de la jonction et donc d'aiguiller les particules.



La manipulation de particules par des champs évanescents permet d'envisager la combinaison des techniques de piégeage optique et d'optique intégrée. Ceci ouvre des perspectives intéressantes quant à la conception de systèmes novateurs et compacts pour la manipulation, la détection et le tri de particules ou d'objets biologiques. Au delà de ces aspects, c'est aussi un pas vers des systèmes de positionnement optiques à très forte précision. En effet, les volumes de piégeage définis par des champs propagatifs sont intrinsèquement limités par le phénomène de diffraction en espace libre, ce qui n'est pas le cas pour des ondes évanescentes.

1.2.2.4 Conclusion

Il ressort de cet état de l'art que les forces optiques sont à l'heure actuelle de plus en plus utilisées pour contrôler et manipuler des micro et nano-objets de toutes natures et toutes formes. Ces pièges multifonctionnels ont des applications immédiates dans le domaine de l'organisation de la matière en systèmes tridimensionnels fonctionnels comme des cristaux photoniques, des capteurs intégrés ou encore des systèmes de stockage de données à haute densité. En tant qu'outils pour la biologie, ils facilitent de nouvelles approches pour le tri cellulaire, la chirurgie intra-cellulaire ou encore la purification macromoléculaire. C'est pourquoi ces micromachines optiques apparaissent comme étant de bons candidats à l'intégration au sein de systèmes de tests et de microfabrication.

Après avoir décrit les outils de manipulation de particules, nous évoquerons dans le paragraphe suivant, différents systèmes de manipulation et de tri cellulaire basés sur d'autres principes physiques. Nous tenterons d'en faire apparaître les avantages et les inconvénients afin d'évaluer les potentialités des systèmes optiques.

1.3 Des microsystèmes pour la biologie et la nanofabrication

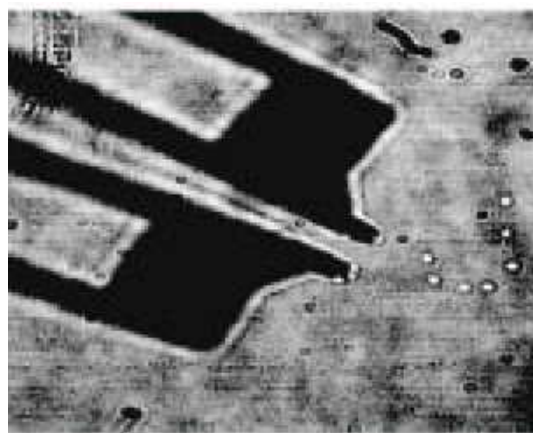
Durant ces 10 dernières années, l'intérêt de la recherche pour les laboratoires sur puce ou "Lab-on-a-Chip" s'est accru fortement. La mise au point de tels systèmes constitue un élément

technologique clé de l'amélioration des techniques de diagnostic en biologie. En effet, la miniaturisation des outils d'analyse présente de nombreux avantages comme celui de travailler avec des échantillons biologiques de petite taille (100-100000 cellules)[53]. Cet aspect est particulièrement important pour des applications utilisant des cellules rares comme des cellules souches rarement présentes en grandes quantités. De plus, l'utilisation de systèmes bas coûts et donc à usage unique garantit la stérilité de l'environnement d'analyse et facilite la manipulation de matériaux dangereux. Enfin, la miniaturisation ouvre la voie des vrais laboratoires sur puces qui permettraient à la fois de trier, incuber et analyser des cellules. Les méthodes couramment utilisées en biologie pour la manipulation et la séparation de bioparticules reposent sur des concepts physiques très variés (mécaniques, électriques, magnétiques ou encore optiques) que nous décrirons dans cette partie.

1.3.1 Microsystemes mécaniques

Le piégeage mécanique de particules biologiques se révèle particulièrement délicat à cause de leurs propriétés complexes. Par exemple, les globules blancs sont extrêmement adhérents alors que les globules rouges n'adhèrent pas aux surfaces. Des filtres mécaniques composés de canaux de tailles bien déterminées ont été utilisés pour séparer différents types de cellules sanguines [54]. Ces filtres sont composés de canaux parallèles dans lesquels les globules rouges se déplacent aisément alors que les globules blancs sont plus ou moins retardés par des phénomènes d'adhésion. D'autres méthodes utilisent une aspiration de fluide pour ranger des cellules au travers de micro-capillaires ou nano-capillaires [55]. Enfin récemment, un système de micropinces mécaniques constituées de deux cils en polysilicium montés sur un actionneur piezoélectrique a permis la manipulation et la structuration de billes de latex micrométriques et de bactéries [56] (cf. figure 1.3.1).

FIG. 1.12 – **Image au microscope des micropinces mécaniques et des bactéries** (points brillants en face de la pointe des pinces). Les bactéries qui ont été arrangées sur la surface du substrat en forme de la lettre J. Les points plus sombres sur l'image sont des bactéries en dehors du point focal du microscope d'observation.



1.3.2 Microsystemes électriques

Parmi toutes les techniques de manipulation, celles basées sur un champ électrique sont particulièrement adaptées à la miniaturisation car elles permettent la génération de forts champs électriques avec de faibles voltages [57]. De plus, elles sont rapides, flexibles et facilement automatisables. Selon la nature des particules à manipuler, différents types de champs électriques

peuvent être appliqués : un champ continu pour l'électrophorèse ou oscillant non uniforme pour la diélectrophorèse

L'électrophorèse permet de séparer des particules selon leur charge électrique et est couramment utilisée pour le dosage des protéines sanguines. Toutefois, sa mise en oeuvre est très restreinte dans le domaine du tri cellulaire car la plupart des cellules ont des mobilités électrophorétiques similaires. Ses applications sont donc pratiquement exclusivement limitées au pompage de fluide dans des micro-canaux. Par des techniques de lithographie, Quake *et al.* ont construit un système de tri basé sur une mobilisation électrocinétique de fluide [58]. L'échantillon est introduit dans une jonction T et les cellules sont orientées par des différences de tension dans une branche ou dans l'autre (cf. figure 1.13). Les rendements obtenus sont de l'ordre de 20 % et les débits de 20 cellules/s. Toutefois, ces techniques sont limitées par la difficulté à maintenir en vie les cellules exposées à ces champs intenses : les viabilités obtenues ne sont que de l'ordre de 20 %.

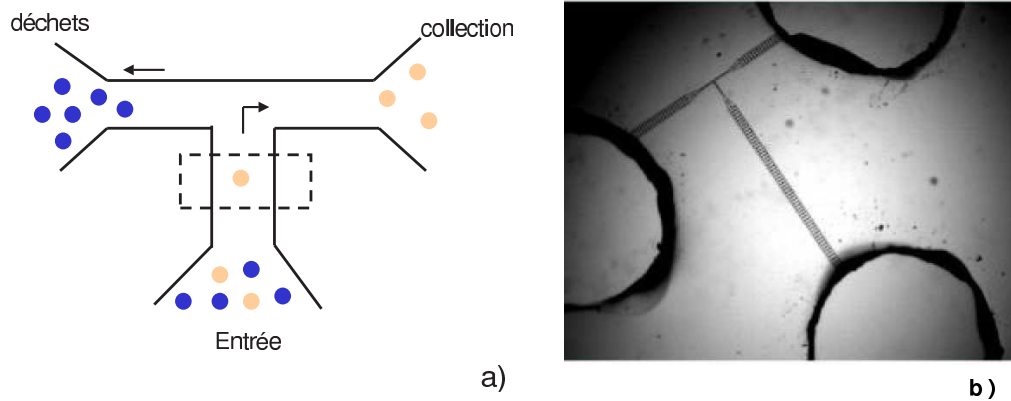


FIG. 1.13 – **Système de tri par mobilisation électrocinétique de fluide.** a) Schéma de principe : lorsqu'une particule fluorescente est détectée, les voltages de la puce sont inversés et la particule est orientée vers la zone de collection. b) Image au microscope du système. Les canaux qui ont une largeur de $100\mu\text{m}$ s'affinent jusqu'à $3\mu\text{m}$ au niveau de la jonction.

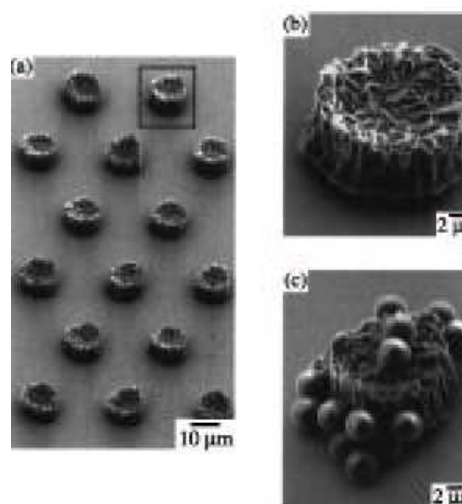
A l'inverse, la diélectrophorèse (DEP) qui utilise les propriétés de polarisabilité des particules a été appliquée avec succès à la manipulation et la séparation de plusieurs types de cellules. Fiedler *et al.* ont pu montrer la concentration et l'aiguillage de particules avec des vitesses d'environ 10 mm/s [59]. Des applications au transport et à la séparation de cellules et bioparticules dans des microréseaux d'électrodes ont aussi été illustrées [57] [60]. On assiste même à l'émergence de systèmes complets comme celui proposé par Xu [57] : une même puce combinant forces électromagnétiques et DEP a été utilisée pour successivement, trier puis lyser des globules blancs sanguins et en collecter l'ADN. Toutefois, cette approche est encore limitée d'une part, par les vitesses de tri jusqu'alors assez faibles et d'autre part par des incompatibilités de fonctionnement avec certains tampons [53].

1.3.3 Microsystèmes magnétiques

Les systèmes de séparation basés sur l'utilisation d'aimants sont souvent utilisés dans les protocoles biologiques et permettent de trier simplement deux populations de cellules. Les cellules

cibles sont marquées par des billes magnétiques de 50 nm à $3\text{ }\mu\text{m}$ et le mélange est placé dans une colonne de séparation contenant des éléments ferromagnétiques qui concentrent le champ magnétique appliqué. La force s'exerçant sur les billes magnétiques est suffisante pour les maintenir dans la colonne lors du rinçage alors que les cellules non marquées sont éliminées. Une variante miniaturisée du système a été développée par Deng *et al.* [61] qui utilisent un réseau de plots de nickel de $15\text{ }\mu\text{m}$ de diamètre pour concentrer le champ magnétique. Ce système permet la séparation de billes magnétiques et non magnétiques avec une efficacité de 95 %. Ses inconvénients principaux sont l'utilisation d'aimants externes et la rémanence du champ magnétique dans les plots de nickel qui engendre une perte de billes lors du tri (cf. figure 1.14).

FIG. 1.14 – Images par microscopie électronique à balayage des plots de nickel. a) Un réseau typique : les plots mesurent $7\text{ }\mu\text{m}$ de haut et $15\text{ }\mu\text{m}$ de diamètre. b) Image agrandie d'un plot c) Le même plot recouvert de billes magnétiques après séchage et séparation du canal en PDMS.



1.3.4 Microsystemes fluidiques: cytométrie en flux

La cytométrie en flux ou encore FACS (Fluorescence Activated Cell Sorting), en anglais est aujourd'hui encore la méthode standard utilisée pour le tri de cellules. Elle repose sur le principe suivant : les cellules ciblées sont marquées par un fluorophore puis organisées en file à l'aide d'une focalisation hydrodynamique. Elles passent ensuite devant un détecteur de fluorescence qui repère les cellules cibles. Le tri est réalisé en séparant la veine de liquide en microgouttelettes contenant chacune une cellule puis en aiguillant de façon électrostatique les gouttelettes en fonction de leur contenu. Les vitesses de tri sont très élevées (10^4 cellules/s) mais ces outils nécessitent des échantillons de grand volume ce qui pose des problèmes pour trier des cellules rares. Assez peu de variantes miniaturisées de ce système existent. On peut tout de même citer les expériences de Tellemann [57] qui démontrent la possibilité de trier des particules magnétiques et fluorescentes à l'aide d'un flux laminaire ou encore celles de McClain [62] pour laquelle la focalisation est réalisée électrophorétiquement. Des systèmes entièrement fluidiques, c'est à dire actionnés par des différences de pression ont aussi été proposés et présentent l'avantage d'avoir un large champ d'application. Par exemple Takayama *et al.* [63] ont fabriqué un microcytomètre dans lequel la focalisation de liquide est réalisée avec de l'air, ce qui élimine les grands réservoirs de liquide et devrait permettre d'atteindre des débits de fonctionnement plus importants (cf. figure 1.15).

Ces microsystemes présentent des coûts plus bas que les systèmes complets et des potentia-

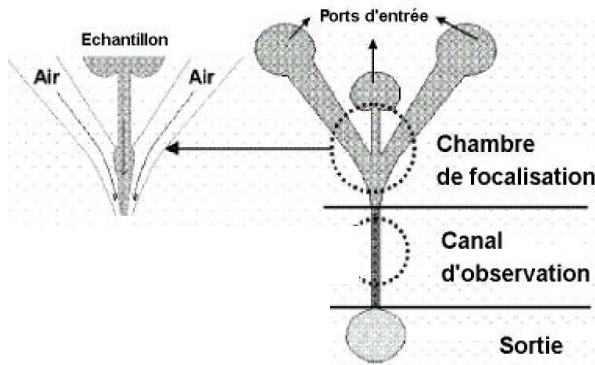


FIG. 1.15 – Exemple de micro-cytomètre pour lequel la focalisation de fluide est réalisée par un flux d'air. L'échantillon de liquide est injecté à travers un bec et enveloppé dans une gaine d'air ce qui engendre une forte focalisation aérodynamique de la gaine liquide.

lités pour l'étude de cellules uniques et l'intégration avec d'autres composants. Toutefois, ils ont encore des débits assez bas (moins de 100 cellules/s contre des milliers de cellules par seconde pour des FACS traditionnels) et de faibles taux de survie des cellules triées.

1.3.5 Microsystèmes optiques

Les potentialités des nouveaux outils de manipulation optique de cellules décrits dans le paragraphe 1.2.2 associées à celles des systèmes fluidiques ont récemment conduit les chercheurs à concevoir des systèmes de tri mixtes. Relativement peu de démonstrateurs de ce type existent. Nous en décrivons simplement deux qui nous ont semblé particulièrement pertinents.

En 2003, Macdonald *et al.* de l'université de St Andrews [64], présentent un système de tri de particules associant des éléments microfluidiques et un réseau optique (cf. figure 1.16). Le principe en est le suivant : quand un flux de particules de tailles ou de natures différentes traverse un réseau optique, certaines billes sont fortement déviées de leur trajectoire initiale alors que les autres traversent le réseau sans être perturbées. La sélection dépend de la sensibilité des objets au potentiel optique. Ainsi, une bille ayant un fort indice de réfraction subira une force de gradient importante qui l'obligera à suivre les puits de potentiel du réseau alors qu'une autre bille ayant un indice plus faible ressentira une force de gradient insuffisante pour contrer l'effet du fluide et ne sera pas piégée (cf. figure 1.17).

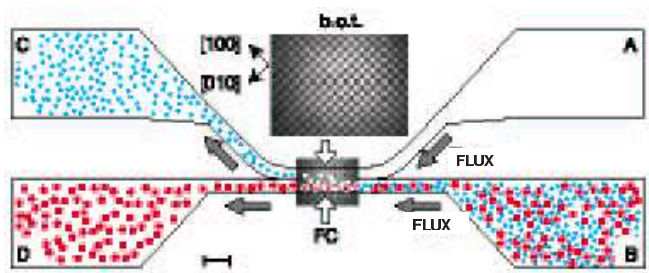
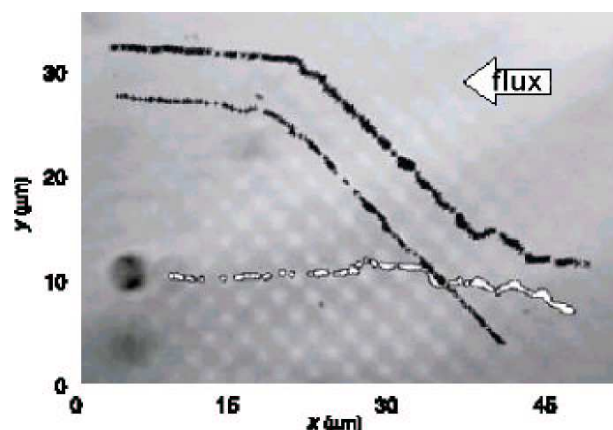


FIG. 1.16 – **Concept du tri optique.** Les flux de liquide issus des chambre A et B sont laminaires. Sans actionneur, toutes les particules issues de la chambre B seront transportées dans la chambre D. De même, le liquide de la chambre A est transféré dans la C. Par l'introduction d'un réseau optique tridimensionnel dans la chambre de fractionnement (FC), une espèce de particules est sélectivement poussée vers le flux de liquide généré par la chambre A et donc séparée des autres espèces.

Le réseau optique tridimensionnel est généré par les techniques holographiques décrites pa-

paragraphe 1.2.2 et est entièrement reconfigurable. A l'aide d'un laser d'une puissance de 530 mW, des billes de verre et de latex ont pu être triées avec une efficacité de plus de 96 % et des microcapsules de $2\text{ }\mu\text{m}$ de diamètre ont pu être séparées d'un flux de particules de $4\text{ }\mu\text{m}$. L'application à la séparation de cellules sanguines de types différents a aussi pu être démontrée [65]. Le système fonctionne aussi dans le cas de solutions concentrées et sa vitesse de tri est d'environ 25 particules par seconde, ce qui est légèrement supérieur aux vitesses des microsystèmes de type FACS (cf. paragraphe 1.3.4).

FIG. 1.17 – **Séparation par la taille.** Les croix noires représentent les positions successives de deux microcapsules d'un diamètre de $2\text{ }\mu\text{m}$ lorsqu'elles se déplacent de droite à gauche le long du réseau. La vitesse du flux est de $20\text{ }\mu\text{m/s}$ et la puissance laser totale 530 mW. Une déviation significative est observée alors que des capsules de $4\text{ }\mu\text{m}$ (points blancs) continuent leur chemin sans être déviées.



Le second système, présenté en 2005 par Wang *et al.* de la société Génoptix¹ (San Diego, Californie) [53] consiste en un système opto-fluidique activé par fluorescence (cf. figure 1.18). Son principe de fonctionnement est très similaire à celui du FACS présenté au paragraphe 1.3.4. Des cellules issues d'un échantillon biologique sont alignées par une focalisation hydrodynamique avant de traverser une zone d'analyse dans laquelle on détecte la fluorescence de la cellule. Si celle-ci est fluorescente, elle est considérée comme étant une cible et déviée par un interrupteur optique vers une zone de collection. Dans le cas contraire, la cellule est orientée vers une zone de déchets.

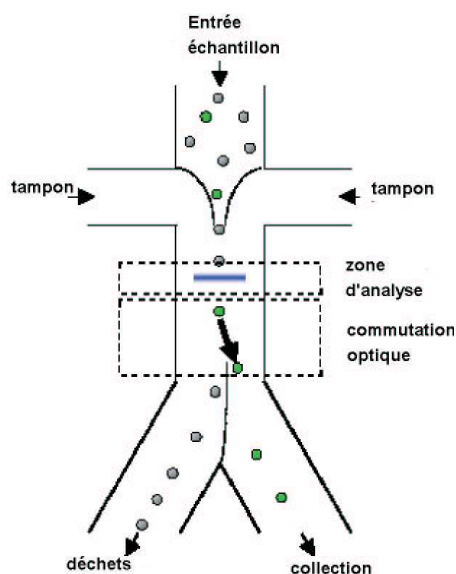


FIG. 1.18 – **Schéma du dispositif de tri.**

Après avoir été alignées au centre du canal par une focalisation hydrodynamique, les cellules sont analysées et orientées selon leur intensité de fluorescence. Les cellules cibles sont déviées vers la zone de collection par le laser alors que les autres sont dirigées vers la zone de déchets.

L'efficacité du système réside dans la rapidité et la précision de l'interrupteur optique. Celui-

1. <http://www.genoptix.com/>

ci est constitué d'un laser de 20 W faiblement focalisé et translaté à une vitesse similaire à celle du flux de liquide. L'étude porte sur le tri de cellules marquées et montre une efficacité de tri supérieure à 80 %, ainsi que des vitesses de fonctionnement élevées (20-100 cellules par seconde). La viabilité et le taux de stress des cellules ont aussi été évalués et montrent que ni les effets hydrodynamiques ni ceux liés à l'optique ne perturbent ces dernières.

Ces deux types de microcytomètres de flux allient les avantages d'un cytomètre traditionnel aux vitesses de fonctionnement associées à l'utilisation d'un interrupteur optique. De plus, l'utilisation conjuguée d'un flux de liquide laminaire et de forces optiques se révèle particulièrement peu agressif pour les cellules. Cependant, les puissances laser nécessaires ne permettent pas pour l'instant d'envisager une intégration complète du système et contribuent à une forte augmentation des coûts de fabrication.

1.4 Conclusion

A l'issue de cette étude bibliographique, il apparaît que l'important développement des pinces optiques, autant dans le domaine de la biologie que dans celui de la micromanipulation, ouvre d'intéressantes perspectives d'intégration au sein d'un microsystème fonctionnel. En effet, les dimensions, la flexibilité et la robustesse de cette nouvelle génération d'outils leur confèrent de fortes potentialités dans le domaine du tri, de la purification et de l'aiguillage de particules ou d'objets biologiques. En outre, on peut constater que le développement de microsystèmes optiques n'est que très récent. Les techniques traditionnelles de tri cellulaire, basées sur des principes physiques divers, tendent elles aussi vers la miniaturisation. Afin de comparer clairement les potentialités et le degré d'avancement de ces nombreuses solutions technologiques, nous avons regroupé leurs caractéristiques dans le tableau 1.2. Les critères évalués sont :

- Le système de tri, c'est à dire si les particules sont traitées collectivement (en parallèle) ou bien l'une après l'autre.
- Les spécificités de la méthode.
- La démonstration d'application à des objets biologiques.
- Le degré d'intégration c'est à dire la dimension du dispositif et ses potentialités à en faire un système jetable et réalisable en grandes séries.
- La démonstration de tri de particules.
- Le coût.

En fonction de ces critères, mais aussi des potentialités d'optimisation de la méthode, une évaluation globale est proposée.

Quatres techniques semblent se détacher du lot. La diélectrophorèse, bien que limitée par l'utilisation de tampons spécifiques, est probablement la plus avancée en terme d'intégration et des puces sont déjà commercialisées. Le cytomètre optique, comme le réseau holographique, présente de remarquables efficacités de tri ainsi qu'une grande robustesse d'utilisation. Ils restent cependant tous deux limités, à la fois en terme d'intégration et de coût, par les puissances laser nécessaires.

TAB. 1.2 – Comparaison des potentialités de différents systèmes de tri de particules ou de cellules.

	Système de tri	Spécificités	Démo biologie	Microsystème	Démo tri	Coût	Evaluation globale
pincés	série	pas métaux	oui	non	oui	élevé	*
Vortex optiques [33]	série	tous matériaux	non	non	non	élevé	*
faisceaux Bessel [35]	parallèle	guidage uniquement	oui	non	non	élevé	**
VCSELS [38]	parallèle	petites matrices	oui	non	oui	moyen	**
réseau holographique [64]	parallèle	P laser 500mW	oui	oui sauf laser	oui	élevé	***
microcytomètre optique [53]	parallèle	P laser 20W marquage	oui	oui sauf laser	oui	faible sauf laser	***
guides d'ondes [51]	parallèle	P laser 500mW	non	oui sauf laser	oui	faible sauf laser	***
Systèmes mécaniques [54]	parallèle	un type de cellule	oui	oui	oui	faible	*
électrophorèse [58]	parallèle	mauvaise viabilité	oui	oui	oui	faible	*
dielectrophorèse [60]	parallèle	limitation tampons	oui	oui	oui	faible	***
systèmes magnétiques [61]	parallèle	rémanence du champ marquage obligatoire	non	oui sauf aimant	oui		**
système fluide [63]	parallèle	marquage obligatoire	oui	oui	oui	faible	**

Le cas des guides d'onde est assez différent tout d'abord parce qu'il a été assez peu étudié. La compréhension des phénomènes optiques engendrés par une onde évanescente est loin d'être complète. De plus, le problème de puissance inhérent aux méthodes optiques ne semble pas insurmontable pour des guides d'ondes. En effet, dans ce cas, il est possible de confiner le champ dans des volumes beaucoup plus petits qu'une tache de diffraction ce qui augmente fortement les densités de puissance. Ainsi, l'optimisation des paramètres du guide pourrait permettre une intégration complète du système mais aussi la mise en oeuvre de forces suffisantes pour déplacer des cellules. Finalement, s'ils ne sont pas les plus avancés, les systèmes de déplacement de particules sur des guides d'ondes nous ont paru potentiellement très intéressants. Afin de les étudier plus complètement, il nous est apparu nécessaire de nous doter d'une part, d'outils de modélisation adaptés à la prédiction et à l'optimisation des forces optiques et d'autre part, d'outils expérimentaux destinés à la caractérisation et à l'évaluation des performances du système.

Chapitre 2

Modélisation des forces optiques sur les milieux matériels

Dans ce chapitre, nous nous proposons d'étudier de façon théorique, le déplacement d'une particule située au-dessus d'un guide d'onde. Pour cela, nous décrirons tout d'abord un formalisme théorique très général du problème à l'aide du tenseur des contraintes de Maxwell et de la loi de Stokes. Nous verrons ensuite, sur la base d'exemples, comment ce formalisme est mis en oeuvre en optique pour calculer les forces exercées par des ondes évanescentes. Partant de ces données, nous proposerons deux axes d'étude. Le premier, dans le cadre d'une approximation dipolaire, nous permettra d'évaluer les paramètres importants du problème et de concevoir des guides appropriés. Le deuxième, basé sur une résolution numérique est plus proche de la réalité et nous apportera une compréhension plus fine des phénomènes mis en jeu.

2.1 Modélisation du déplacement des particules

Pour modéliser le déplacement de particules sur un guide d'onde, il nous faut tout d'abord évaluer les forces optiques s'exerçant sur la particule puis analyser le mouvement de cette dernière dans un liquide visqueux. **Dans tous les calculs, le système d'unité employé sera le système MKS.**

2.1.1 Le tenseur des contraintes de Maxwell : calcul des forces optiques

Le théorème de Poynting exprime la conservation de l'énergie électromagnétique lors de l'interaction entre un champ et un système de particules chargées. Dans cette partie, nous montrerons comment il est possible, en partant des équations microscopiques, d'exprimer une équation similaire pour la conservation de la quantité de mouvement électromagnétique.

2.1.1.1 Mise en évidence d'une densité d'impulsion électromagnétique dans le vide

Le but de ce paragraphe est de transformer une équation microscopique décrivant les forces sur une particule en une équation intégrale ne dépendant que des champs électromagnétiques.

D'un point de vue microscopique, la force s'exerçant sur une particule de charge q placée

dans le vide, éclairée par un champ électrique $\vec{E}$ et un champ magnétique $\vec{B}$ est donnée par la force de Lorentz :

$$\vec{F} = q(\vec{E} + \vec{v} \wedge \vec{B}) \quad (2.1)$$

On peut en déduire la variation de quantité de mouvement $\vec{p}$ de la particule engendrée par l'interaction avec un champ électromagnétique :

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = q(\vec{E} + \vec{v} \wedge \vec{B}) \quad (2.2)$$

Si la somme des impulsions de toutes les particules contenues dans le volume V est appelée P_{meca} , on peut écrire :

$$\frac{d\vec{P}_{meca}}{dt} = \int_V (\rho \vec{E} + \vec{j} \wedge \vec{B}) dV \quad (2.3)$$

où ρ est la densité volumique de charges et $\vec{j}$ la densité volumique de courant et dV le volume élémentaire de la particule. La somme sur des particules discrètes a été convertie en une intégrale sur les densités de charge et de courant.

Après quelques manipulations d'analyse vectorielle pour éliminer ρ et $\vec{j}$ à l'aide des équations de Maxwell [66], le taux de variation de la quantité de mouvement mécanique s'écrit :

$$\begin{aligned} \frac{d\vec{P}_{meca}}{dt} + \frac{d}{dt} \int_V \frac{1}{c^2 \mu_0} (\vec{E} \wedge \vec{B}) dV &= \int_V (\epsilon_0 \vec{E} (\nabla \cdot \vec{E}) - \epsilon_0 \vec{E} \wedge (\nabla \wedge \vec{E}) \\ &\quad + \frac{\vec{B}}{\mu_0} (\nabla \cdot \vec{B}) - \frac{\vec{B}}{\mu_0} \wedge (\nabla \wedge \vec{B})) dV \end{aligned} \quad (2.4)$$

où ϵ_0 est la permittivité du vide et μ_0 sa perméabilité. Cette réécriture n'est pas uniquement formelle, elle a une véritable signification physique. En effet, l'intégrale de volume du terme de gauche peut être assimilée à la quantité de mouvement électromagnétique du champ (notée $\vec{P}_{champ}$) dans le volume V. On donne :

$$\vec{P}_{champ} = \frac{1}{c^2 \mu_0} \int_V (\vec{E} \wedge \vec{B}) dV = \frac{1}{c^2} \int_V \vec{S} dV \quad (2.5)$$

$\vec{S}$ étant le vecteur de Poynting et c la vitesse de la lumière.

D'un point de vue dimensionnel, comme le vecteur de Poynting correspond à un flux surfacique d'énergie, $\frac{\vec{S}}{c^2}$ est homogène à une quantité de mouvement par unité de volume :

$$\begin{aligned} \left[\frac{\vec{S}}{c^2} \right] &= \frac{E}{L^4 T^{-1}} = \frac{E}{L^2 T^{-1}} \frac{1}{L^3} = \frac{[Impulsion]}{[Longueur]^3} \\ &= \text{densité d'impulsion électromagnétique} \end{aligned} \quad (2.6)$$

2.1.1.2 Conservation du moment électromagnétique

Comme nous l'avons évoqué au début du paragraphe 2.1.1, nous cherchons à établir une équation de conservation de la quantité de mouvement. Par analogie avec l'équation de conservation de l'énergie ($\frac{d}{dt}(E_{meca} + E_{champ}) = \oint_S \vec{n} \cdot \vec{S} dS$), dans l'équation 2.5, l'intégrale de volume

de droite doit être convertie en une intégrale de surface représentant le flux de quantité de mouvement sortant de la surface. On montre que :

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt}(\vec{P}_{meca} + \vec{P}_{champ}) &= \int_V \nabla \cdot [T] dV \\ &= \oint_S \vec{n} \cdot [T] dS \end{aligned} \quad (2.7)$$

$$\text{avec } [T] = [\varepsilon_0 \vec{E} \vec{E} + \frac{1}{\mu_0} \vec{B} \vec{B} - \frac{1}{2} \delta_{ij} (\varepsilon_0 |\vec{E}|^2 + \frac{|\vec{B}|^2}{\mu_0})] \quad (2.8)$$

$\vec{n}$ est la normale sortante de la surface et $[T]$ le tenseur des contraintes électromagnétiques de Maxwell. C'est une matrice d'ordre deux. Sa divergence donc est un vecteur représentant le flux de quantité de mouvement qui sort du volume V . Ainsi, **la variation temporelle de la quantité de mouvement du système (charges + champ) est égale au flux sortant de $[T]$ à travers une surface quelconque entourant la distribution de charges.** Cette surface fermée de forme quelconque, comme dans le cas du théorème de Gauss, doit entourer les charges (cf. figure 2.1). Ainsi, il n'est pas nécessaire de connaître le tenseur $[T]$ et le champ à l'intérieur des matériaux, il suffit de choisir la surface d'intégration dans le vide où le champ est connu. La principale difficulté réside donc dans le calcul du champ total (incident et diffusé) autour de l'objet considéré.

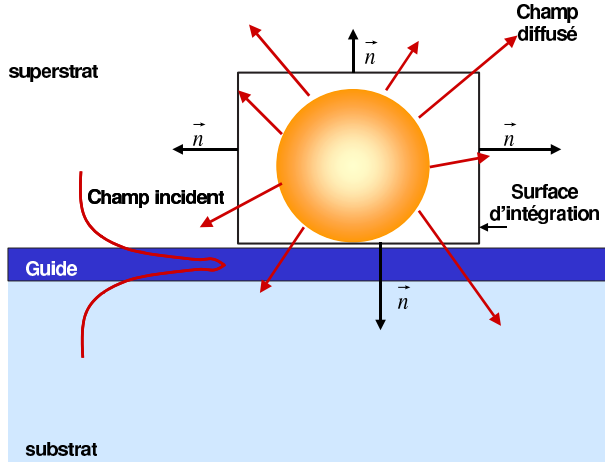


FIG. 2.1 – Principe de calcul des forces optiques sur un guide d'onde : 1) Calcul du champ total (incident + diffusé) autour de la particule. 2) Choix d'une surface d'intégration fermée qui entoure la particule sans couper le guide. 3) Calcul du tenseur sur la surface 4) Intégration en considérant les normales sortant de la surface

2.1.1.3 Calcul des forces en régime harmonique

Dans le cas des fréquences optiques, les champs oscillent suffisamment rapidement pour que seuls leurs effets moyens sur une période soient observables [67]. On a donc :

$$\langle \vec{F} \rangle = \left\langle \frac{d\vec{P}_{meca}}{dt} \right\rangle = \oint_S \langle [T] \rangle \cdot \vec{n} dS - \left\langle \frac{d\vec{P}_{champ}}{dt} \right\rangle \quad (2.9)$$

En régime harmonique, on peut écrire $\vec{E}_t(\vec{r}, t) = \vec{E}(\vec{r}) \exp^{-i\omega t}$ et $\vec{B}_t(\vec{r}, t) = \vec{B}(\vec{r}) \exp^{-i\omega t}$ d'où :

$$\left\langle \frac{d\vec{P}_{champ}}{dt} \right\rangle = \frac{1}{c^2 \mu_0} \frac{d}{dt} \text{Re}[\vec{E}(r) \wedge \vec{B}^*(r)] = 0 \quad (2.10)$$

et la force s'écrit simplement :

$$\vec{F} = \oint_S \langle [T] \rangle \cdot \vec{n} dS \quad (2.11)$$

Elle ne dépend que des valeurs des champs à l'extérieur de la particule.

2.1.1.4 Force exercée sur un corps immergé dans un fluide

La séparation univoque des quantités de mouvement relatives aux champs et aux charges n'est possible que dans le vide. Dans les milieux matériels polarisables, champ et charges interagissent et échangent en permanence de l'énergie et de l'impulsion [68]. Il n'y a donc pas d'expression "exacte" du tenseur de Maxwell dans la matière mais seulement des expressions basées sur des hypothèses plus ou moins adéquates. Historiquement, deux formes ont été retenues : celle de Abraham et celle de Minkowski, mais une controverse subsiste toujours à l'heure actuelle pour savoir laquelle des deux est la plus adaptée au calcul des forces sur des particules matérielles [10]. Aux fréquences optiques, on peut montrer que les deux formes sont équivalentes [10]. Pour se conformer à la plupart des publications en optique, **nous utiliserons la définition de Minkowski**:

$$[T] = [\varepsilon \vec{E} \vec{E} + \mu \vec{H} \vec{H} - \frac{1}{2} \delta_{ij} (\varepsilon |E|^2 + \mu |H|^2)] \quad (2.12)$$

ou ε est la permittivité du matériaux considéré. Comme dans le cas du vide, on peut démontrer que la force globale s'exerçant sur un corps placé dans un fluide de permittivité ε vaut :

$$\vec{F} = \oint_S \langle [T] \rangle \cdot \vec{n} dS \quad (2.13)$$

2.1.1.5 Densité de force locale sur un corps immergé dans un fluide

Au-delà des actions globales s'exerçant sur l'objet, on peut aussi s'intéresser aux effets locaux et notamment à la répartition des forces dans le volume de la particule. Dans le cas d'un corps diélectrique, on peut montrer que la densité volumique de force s'exerçant en tout point de l'objet étudié vaut [68] :

$$\vec{f}_v = \nabla \cdot [T] = -\frac{1}{2} |E|^2 \vec{\nabla} \varepsilon - \frac{1}{2} |H|^2 \vec{\nabla} \mu \quad (2.14)$$

Cette densité de force volumique est non nulle uniquement en surface de l'objet. Il s'agit donc en réalité d'une densité de force surfacique qui s'écrit simplement :

$$\vec{f}_s = \frac{1}{2} |E|^2 (n_{bille}^2 - n_{fluide}^2) \vec{n} \quad (2.15)$$

Elle illustre le fait que la variation de quantité de mouvement des photons est spatialement localisée au niveau de l'interface fluide/particule. On notera que $\vec{f}_s \neq [T] \cdot \vec{n}$ même si leurs intégrales sont égales.

En ce qui concerne les milieux conducteurs, on montre que [68]:

$$\vec{f}_v = -\frac{1}{2} |E|^2 \vec{\nabla} \varepsilon - \frac{1}{2} |H|^2 \vec{\nabla} \mu + \rho \vec{E} + \vec{j} \wedge \vec{B} \quad (2.16)$$

Le premier terme est surfacique et il correspond aux phénomènes de diffusion et de réfraction des photons au niveau de l'interface. Le second est volumique et représente la variation de quantité de mouvement des photons dans l'épaisseur de peau du métal.

2.1.1.6 Cas d'un corps en mouvement

Si, au lieu de considérer un système fixe, l'objet modélisé se déplace à une vitesse v , les champs “vus” par l'objet sont différents de ceux appliqués. On peut montrer que le tenseur des contraintes s'écrit alors [69] :

$$[T] = [\varepsilon \vec{E} \vec{E} + \mu \vec{H} \vec{H} - \frac{1}{2} \delta_{ij} (\varepsilon |\vec{E}|^2 + \mu |\vec{H}|^2) + \varepsilon \mu (\vec{E} \wedge \vec{H}) \vec{v}] \quad (2.17)$$

Cette expression n'est valable que dans le cas où les objets étudiés ne sont pas à la fois magnétisables et polarisables. En fait, le terme correctif peut s'écrire :

$$\varepsilon \mu_0 (\vec{E} \wedge \vec{H}) \vec{v} \sim \frac{\vec{S}}{c} \frac{\vec{v}}{c} \ll 1 \quad (2.18)$$

Le premier terme est proportionnel à une pression de radiation et le seconde est négligeable pour les vitesses de déplacement qui nous intéressent. Ainsi, dans notre cas, **le mouvement des particules n'engendre pas d'effet notable sur le tenseur des contraintes.**

2.1.1.7 Conclusion

Le tenseur des contraintes de Maxwell apparaît comme un outil extrêmement pertinent pour le calcul des forces optiques s'exerçant sur une particule. En effet, contrairement aux approches dipolaires ou géométriques, cette méthode n'implique pas de restrictions sur la taille des objets étudiés. De plus, elle ne nécessite pas la connaissance des champs à l'intérieur de la bille. Ainsi, tout le problème se résume à calculer le champ total (incident et diffusé) autour de la particule. Nous détaillerons dans le paragraphe 2.2 différentes solutions utilisées dans la littérature pour calculer ce champ.

2.1.2 Déplacement de particules dans un liquide visqueux

Après avoir exprimé les forces optiques, il faut évaluer les vitesses de déplacement des particules. Il s'agit de prendre en compte à la fois l'interaction entre la particule et le fluide qui l'entoure et l'influence des effets thermiques comme le mouvement brownien.

2.1.2.1 La loi de Stokes

La modélisation du déplacement de particules dans un liquide visqueux peut être complexe car elle dépend non seulement des caractéristiques de la particule mais aussi de celles de l'écoulement. Selon la taille des objets considérés, le milieu support peut être vu comme un fluide continu ou bien comme un milieu corpusculaire discontinu soumis à des fluctuations statistiques. Ces phénomènes sont largement étudiés dans le domaine de la physique des aérosols [70]. Dans notre cas, la particule est propulsée par les forces optiques et freinée par la résistance du milieu support (cf. figure 2.2). En régime stationnaire, les forces de viscosité équilibrent les forces optiques :

$$\vec{F}_{optique} = \vec{F}_{visqueuse} \quad (2.19)$$

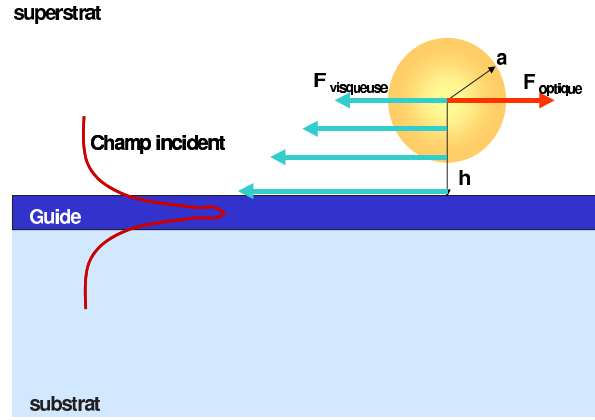
Dans le cas de particules très grandes devant le libre parcours moyen des molécules d'eau (quelques nanomètres), on montre que la force de frottement fluide s'exerçant sur une particule de rayon a se déplaçant à la vitesse $\vec{v}$ dans un fluide infini au repos peut s'écrire :

$$\vec{F}_{visqueuse} = 6\pi a\eta \vec{v} \quad (2.20)$$

Où η est la viscosité dynamique du fluide.

C'est la loi de Stokes. Elle n'est valable que si la vitesse de la particule est suffisamment faible pour que le mouvement de fluide induit par celui de la particule puisse être considéré comme laminaire. C'est le cas si le nombre de Reynolds (Re) des particules considérées ($Re = \frac{va\rho}{\eta}$ où ρ est la densité de la particule) est inférieur à 1. En pratique, on montre que $Re \simeq 10^{-5}$ pour des objets micrométriques [23] et que la loi de Stokes décrit correctement les phénomènes jusqu'à des dimensions moléculaires [71].

FIG. 2.2 – **Influence de la surface sur les frottements fluides.** En régime stationnaire les forces optiques sont égales à celles de frottement fluide. Lorsqu'une surface se trouve à proximité de l'objet étudié, la viscosité est localement augmentée par l'interaction du fluide et de la surface



2.1.2.2 Problèmes de viscosité de surface

Des déviations à la loi de Stokes ont été observées à cause de la présence d'une surface à une distance finie de la particule. Cette surface peut être la paroi d'une chambre, la surface d'un guide ou encore, la surface d'une autre particule (cf. figure 2.2). Dans ce cas, la formule de Stokes peut être généralisée en définissant une viscosité effective (η) dépendant de la viscosité du liquide (η_0), du diamètre de la particule (a) et de sa position (h) [72] :

$$\eta = \eta_0 \left[1 - \frac{9}{16} \left(\frac{a}{h} \right) + \frac{1}{8} \left(\frac{a}{h} \right)^3 - \frac{45}{256} \left(\frac{a}{h} \right)^4 - \frac{1}{16} \left(\frac{a}{h} \right)^5 \right]^{-1} \quad (2.21)$$

Ces effets de viscosité de surface peuvent être importants lorsque la distance entre la particule et la surface est comparable au rayon de la particule. Typiquement, pour une bille placée juste au dessus d'une lamelle de microscope, la viscosité effective au niveau de l'objet vaut environ trois fois celle du fluide [23].

2.1.2.3 Influence du mouvement Brownien

Au delà des aspects de frottement fluide, les objets piégés sont aussi soumis à des forces d'origine thermique. Découvert en 1827 par un botaniste anglais, le mouvement Brownien engendre un déplacement continu et désordonné des particules placées dans un liquide. Ce mouvement résulte des chocs des molécules composant le liquide sur la bille [73].

Ainsi, une particule située dans une pincette optique ou bien au-dessus d'un guide d'onde ne sera piégée que si le puits de potentiel engendré par les forces de gradient est très grand devant l'énergie cinétique des objets en mouvement. Si on appelle U l'énergie potentielle de la force de gradient, T la température du milieu extérieur et k_b la constante de Boltzmann, la condition de piégeage dans la direction x s'écrit [16] :

$$\exp\left(\frac{-U}{k_b T}\right) \ll 1 \quad \text{avec} \quad U = \int_0^\infty F_{grad}(x) dx \quad (2.22)$$

Cette condition exprime le fait que le temps nécessaire à attirer une particule dans le piège doit être très inférieur à celui nécessaire à la particule pour diffuser hors du piège sous l'action du mouvement brownien. **En pratique, on considère généralement que le piégeage est effectif si $U/k_b T \geq 10$** ce qui correspond à $\exp(\frac{-U}{k_b T}) \simeq 10^{-5}$ [13] .

D'autre part, lorsque les particules sont piégées, elles ne sont pas pour autant immobilisées et on peut montrer que la valeur moyenne du déplacement latéral selon la direction x vaut [74] :

$$\sqrt{\langle x^2 \rangle} = \sqrt{k_b T \left(\frac{\delta^2 U}{\delta^2 x} \right)} \quad (2.23)$$

2.1.2.4 Discussion sur les frottements

Dans tout ce qui précède, nous avons considéré que seuls les frottements fluides et le mouvement brownien perturbent le mouvement de la particule. En réalité, des frottements solides peuvent aussi jouer un rôle. Si au lieu d'étudier les forces s'exerçant dans la direction du guide d'onde, on s'intéresse à celles qui agissent perpendiculairement au guide, comme la force de gradient, la gravité ou encore la poussée d'Archimède, on constate que ces contributions peuvent engendrer un frottement solide sur la surface du guide d'onde (cf. figure 2.3).

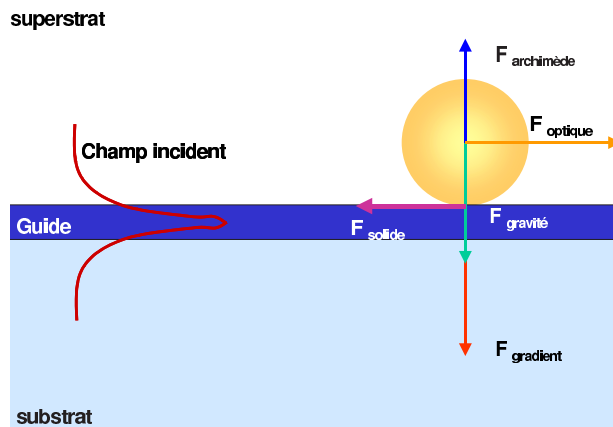


FIG. 2.3 – Bilan des forces s'exerçant verticalement sur la particule: un frottement solide au niveau de l'interface peut freiner la particule et la mettre en rotation

Celui-ci pourrait ralentir la particule ou encore la faire rouler sur la surface du guide. On peut aussi envisager la formation d'une couche de liquide très mince sous la bille qui limiterait ces effets. **En première approximation, dans toute l'approche théorique, nous négligerons l'influence des frottements solides sur le déplacement des particules.** Nous veillerons toutefois, si besoin est, à ne pas les oublier lors de l'interprétation des résultats expérimentaux.

2.1.3 Conclusion

Dans cette partie, nous avons réuni les éléments théoriques nécessaires à la modélisation complète du déplacement de particules sur un guide d'onde. Nous avons montré qu'au-delà des paramètres optiques, les éléments fluidiques et thermiques jouent aussi un rôle clé dont il nous faut tenir compte. Après avoir exposé un formalisme très général, nous allons illustrer sa pertinence dans le cadre d'exemples tirés de la littérature.

2.2 Exemples de calcul des forces exercées par un champ évanescent

Après la mise en évidence du déplacement de particules par une onde évanescente en 1992 par Kawata *et al.* [43], de nombreuses études théoriques ont essayé de rendre compte des phénomènes observés. Des modèles dipolaires ou géométriques simples permettent de décrire le comportement de particules respectivement très petites ou très grandes devant la longueur d'onde. D'autres méthodes, plus générales, utilisent un modèle électromagnétique complet et le tenseur de Maxwell, pour calculer les forces. Dans ce cas-là, comme nous l'avons vu dans le paragraphe 2.1.1, la difficulté consiste à exprimer le champ total autour de la particule. La prise en compte des interactions multiples entre la surface et la bille (diffusions multiples) s'avère particulièrement délicate. Pour mieux cerner ces problèmes, nous allons exposer brièvement les principes de base des différentes méthodes utilisées pour calculer les forces optiques exercées par un champ évanescent. Le but n'est pas d'être exhaustif mais de faire sentir au lecteur les avantages et inconvénients de chaque méthode. Nous comparerons les modèles analytiques aux méthodes de résolution numériques.

2.2.1 Méthodes de calcul analytiques

Selon la taille des particules considérées par rapport à la longueur d'onde, différents types de modèles analytiques ont été développés.

2.2.1.1 Modèles dipolaire et géométrique

Si les particules étudiées sont très petites devant la longueur d'onde (particules de Rayleigh), elles peuvent être assimilées à un dipôle oscillant. La modélisation de l'interaction entre ce dipôle et un champ évanescent permet d'évaluer les forces optiques s'exerçant sur la particule (cf. paragraphe 2.3) [47]. L'avantage de la méthode réside dans sa rapidité et sa facilité d'implémentation. Elle permet de dégager des tendances et d'isoler les paramètres importants du problème : influence des longueurs d'onde, des indices des particules, des milieux extérieurs etc.... Cependant, elle repose sur des hypothèses, concernant l'uniformité du champ par exemple, particulièrement restrictives, notamment dans le cas où le champ considéré est évanescent. Son domaine de validité est donc, en pratique, très limité (cf. paragraphe 2.3) [75].

Si les particules étudiées sont très grandes devant la longueur d'onde, une approche géométrique combinant lancer de rayon et conservation du moment peut être utilisée. Largement employée de par sa simplicité dans le cas d'ondes propagatives, elle est plus délicate à mettre en oeuvre avec

des ondes évanescentes. Dans ce cas-là, les rayons sont décrits par des vecteurs d'onde complexes et les diffusions multiples entre la bille et la surface ne sont pas prises en compte [76].

2.2.1.2 Généralisations de la théorie de Mie

Pour calculer les forces optiques sur des objets de taille quelconque, la méthode la plus générale consiste à utiliser le tenseur des contraintes de Maxwell. Pour cela, il faut connaître le champ diffusé par la particule. Dans le cas d'une onde plane en interaction avec une particule sphérique, les phénomènes sont décrits par la théorie de Mie [77]. Elle consiste en une décomposition de l'onde plane sur une base de fonctions à symétrie sphérique. Pour un faisceau de forme quelconque, différentes généralisations de la théorie de Mie ont été proposées. La théorie de Lorentz Mie Généralisée (GLMT) développée par Gouesbet *et al.* en est un exemple [78]. Un autre type de généralisation utilise le formalisme des faisceaux arbitraires de Barton *et al.* (ABT) [79]. Ces modèles reposent en partie sur la description des faisceaux au moyen de coefficients de forme. Concernant la modélisation des champs évanescents, la théorie des faisceaux arbitraires a permis de décrire l'interaction entre une particule de Mie et le champ évanescent en surface d'un prisme [80]. Très récemment, elle a aussi été mise en oeuvre dans le calcul des forces exercées sur une bille diélectrique au-dessus d'un guide d'onde [81]. L'inconvénient majeur de ces théories réside dans leur complexité mathématique. Cependant, elles restent rapides et relativement exactes même si elles négligent l'influence des phénomènes de diffusion multiple en présence de frontières matérielles.

2.2.2 Méthodes de calcul numérique

Dans le cas où les objets à modéliser ne sont plus sphériques, les solutions numériques deviennent incontournables. Parmi celles-ci, la méthode des dipôles couplés (Discret Dipole Approximation (DDA) en anglais), proposée par Purcell et Pennypacker, consiste à modéliser la particule comme une matrice de N dipôles [82]. Le champ diffusé par l'objet est calculé en sommant de façon cohérente les contributions de chacun des dipôles. Les forces optiques associées sont déduites à l'aide du tenseur de Maxwell. Nieto-Vesperinas *et al.* ont utilisé cette méthode pour étudier l'interaction d'une particule métallique ou diélectrique avec un champ évanescent créé par réflexion totale sur un prisme [83] [84]. Ils mettent en évidence des effets liés à la polarisation de la lumière et illustrent l'impact des diffusions multiples [83]. Une alternative aux solutions dans le domaine fréquentiel consiste à utiliser une résolution des équations de Maxwell dans l'espace et le temps. On parle de différences finies dans l'espace et dans le temps (FDTD) [85]. Si la méthode est largement utilisée pour des problèmes de classiques diffusion, peu d'exemples mettent en oeuvre un champ évanescent [86]. L'avantage de ces techniques réside dans le fait qu'elles ne font pas intervenir d'approximations. Toutefois, en trois dimensions, elle sont limitées à la modélisation d'objets de tailles similaires à la longueur d'onde par les dimensions des mémoires disponibles sur les outils de calculs existants et sont souvent très lentes.

2.2.3 Conclusion

De cet état de l'art, il ressort qu'aucune des méthodes de calcul présentées n'est idéale : les approximations dipolaires et géométriques sont simples, rapides mais sont très limitées dans leur domaine d'application. Les généralisations de la théorie de Mie sont moins restrictives mais difficiles à implémenter sur un code de calcul. Quand aux méthodes numériques, si elles présentent l'avantage de ne pas reposer sur des hypothèses simplificatrices, elles sont limitées par les tailles mémoires disponibles et surtout par les temps de calcul nécessaires.

Concernant la modélisation de particules au-dessus d'un guide d'onde, seulement deux publications s'y réfèrent. La première décrit l'interaction entre une particule dipolaire et un guide plan infini [47]. La seconde utilise la théorie des faisceaux arbitraires pour prédire les forces s'exerçant sur des particules diélectriques en régime de Mie [81]. De par leur nature analytique, ces deux méthodes ne permettent pas de modéliser des guides d'onde bidimensionnels. Toutefois, une approche semi-analytique basée sur une décomposition en ondes planes du mode guidé pourrait éventuellement permettre d'appliquer le formalisme des faisceaux arbitraires au cas bidimensionnel.

Dans le cadre de la problématique posée dans cette étude, les besoins en terme de modélisation sont doubles. Il nous faut d'une part un outil de calcul simple et rapide dédié au dimensionnement des guides que l'on va utiliser. Nous avons choisi un modèle dipolaire qui, même s'il n'est pas parfaitement adapté aux tailles de billes utilisées, devrait nous permettre de dégager des tendances et d'évaluer les paramètres importants du problème. D'autre part, il nous faut aussi un véritable outil de compréhension des phénomènes physiques, adapté à des particules de toutes tailles, qu'on pourra confronter aux expériences. Nous avons donc choisi une approche numérique originale basé sur la méthode des éléments finis.

2.3 Dimensionnement du problème dans l'approximation dipolaire

Le but de cette partie est d'évaluer les paramètres clés du déplacement de particules sur un guide d'onde pour dimensionner correctement nos guides et augmenter l'efficacité des dispositifs existants. Ce modèle, bien que largement utilisé pour décrire le fonctionnement des pinces optiques est encore sujet à discussion [87] [88]. Notamment, l'expression de la pression de radiation n'a été clairement démontrée à partir des équations microscopiques que récemment [83].

2.3.1 Le modèle dipolaire

2.3.1.1 Généralités

Le calcul rigoureux des forces optiques exercées sur un objet au-dessus d'un guide d'onde est loin d'être évident. Cependant, pour essayer de dégager des ordres de grandeur des forces mises en jeu, on peut s'intéresser au cas de petites particules, dites particules de "Rayleigh". En effet, lorsque la bille est très petite devant la longueur d'onde, elle est soumise à un champ constant sur toute sa surface. D'un point de vue microscopique, elle "voit" un champ électrique

variable dans le temps qui engendre une oscillation collective de ses charges. Les électrons mobiles oscillent autour d'un noyau fixe pour créer **un dipôle oscillant induit par le champ électromagnétique**. En première approximation, la particule est donc assimilable à un dipôle ponctuel. On peut aussi faire l'hypothèse que les phénomènes de diffusion qu'elle engendre sont faibles et que **le champ électromagnétique en surface du guide n'est que faiblement perturbé par la présence de l'objet**. Dans ce cadre, la modélisation des forces optiques sur un guide d'onde consiste tout d'abord à exprimer analytiquement le champ évanescent en surface du guide puis à modéliser l'interaction entre la particule et l'onde évanescente.

2.3.1.2 Notations et conventions

Dans toute cette partie, on emploie les notations usuelles pour désigner les constantes et les paramètres de l'électromagnétisme. Ainsi :

- c désigne la vitesse de la lumière dans le vide.
- ε_0 est la permittivité diélectrique du vide.
- μ_0 est la perméabilité magnétique du vide (on opère dans le domaine des fréquences optiques donc les milieux étudiés sont considérés comme non magnétiques).
- $k = \frac{\omega}{c}$ est le vecteur d'onde dans le vide.
- λ désigne la longueur d'onde du laser.
- ε_c la permittivité diélectrique relative du superstrat, ε_g celle du guide et ε_s celle du substrat.
- $n_i = \sqrt{\varepsilon^i}$ est l'indice de réfraction du milieu i . Il peut être complexe: $n = \eta + i\kappa$.
- on note n_s l'indice du substrat, n_g celui du guide et n_c celui du superstrat.

De manière générale, toutes les variables qui portent l'indice ou l'exposant "s" se réfèrent au substrat, toutes les variables qui portent l'indice ou l'exposant "g" se réfèrent au guide d'onde et toutes celles portant l'indice "c" au superstrat.

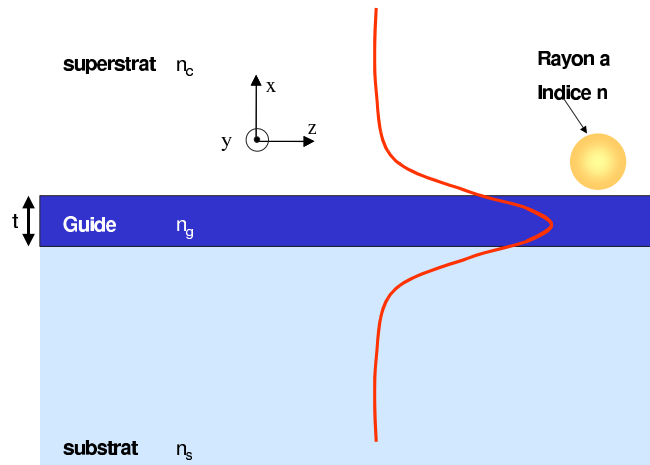


FIG. 2.4 – Schéma de la structure étudiée et notations associées. Les épaisseurs du substrat et du superstrat sont considérées comme infinies.

Les grandeurs associées au guide d'onde et aux particules sont explicitées sur la figure 2.4. On définit d'autre part, des paramètres normalisés qui nous seront utiles dans la suite.

- t est l'épaisseur du guide d'onde.
- $t_{norm} = \frac{t}{\lambda}$ représente l'épaisseur normalisée du guide.
- n_{eff} est l'indice effectif du mode guidé
- $\beta = k n_{eff}$ est la constante de propagation du mode guidé
- $h = (n_g k^2 - \beta^2)^{\frac{1}{2}}$ est la constante de propagation transverse dans la zone guidante
- $p = (\beta^2 - n_s k^2)^{\frac{1}{2}}$ représente la constante d'atténuation dans le substrat
- $q = (\beta^2 - n_c k^2)^{\frac{1}{2}}$ correspond à la constante d'atténuation dans le superstrat.

2.3.2 Expression du champ évanescent en surface d'un guide d'onde

Le guide d'onde considéré est un guide plan asymétrique à saut d'indice. Il correspond à l'une des rares configurations où l'on peut trouver une solution analytique exacte des modes guidés dans la structure. Les milieux considérés sont diélectriques linéaires, transparents, homogènes, isotropes et d'extension infinie dans le plan Oyz. Nous ne présenterons pas ici l'intégralité des calculs permettant d'exprimer les modes guidés mais seulement les principaux résultats. Nous essaierons de faire apparaître une démarche pratique à mettre en oeuvre dans le calcul.

2.3.2.1 Démarche

Le but de cette partie est d'essayer de déterminer complètement le champ évanescent en surface du guide. Pour cela, nous commencerons par calculer les constantes de propagation des modes guidés. Elles sont intégralement déterminées par les conditions aux limites imposées par la structure. Après cela, nous pourrions, grâce aux équations de Maxwell exprimer la forme des champs dans le guide. Enfin, pour pouvoir se rapporter à des grandeurs physiques accessibles à l'expérience, nous normaliserons en puissance le champ calculé.

Par soucis de simplicité, nous nous contenterons d'illustrer le cas du mode fondamental Transverse Electrique (TE) pour lequel le champ électrique est parallèle à la surface du guide d'onde. Les résultats sont similaires pour le cas Transverse Magnétique (TM) (c'est à dire lorsque le champ magnétique est parallèle à la surface du guide) et pour les modes d'ordres supérieurs. Les calculs sont détaillés dans de nombreux ouvrages, notamment celui de Yariv [89]. **Sauf précision, les résultats sont illustrés à l'aide de calculs réalisés sur une structure s'apparentant à celle d'un guide réalisé par échange d'ions potassium.** Les indices des matériaux utilisés sont $n_s = 1.51$, $n_g = 1.52$ et $n_c = 1.33$ et la longueur d'onde du laser est de 1064 nm. Les gradients d'indice générés par l'échange d'ions sont négligés.

2.3.2.2 Relation de dispersion

La relation de dispersion pour le mode fondamental TE d'un guide planaire peut s'exprimer en fonction des différentes constantes d'atténuation (cf paragraphe 2.3.1.2) :

$$\tan(ht) = \frac{q + p}{h \left(1 - \frac{pq}{h^2}\right)} \quad (2.24)$$

Cette équation est transcendente et doit être résolue numériquement. Elle permet de déterminer la constante de propagation des modes guidés β ainsi que leur indice effectif n_{eff} . Elle illustre aussi le fait que le guidage n'existe que pour certaines valeurs discrètes de la constante de propagation.

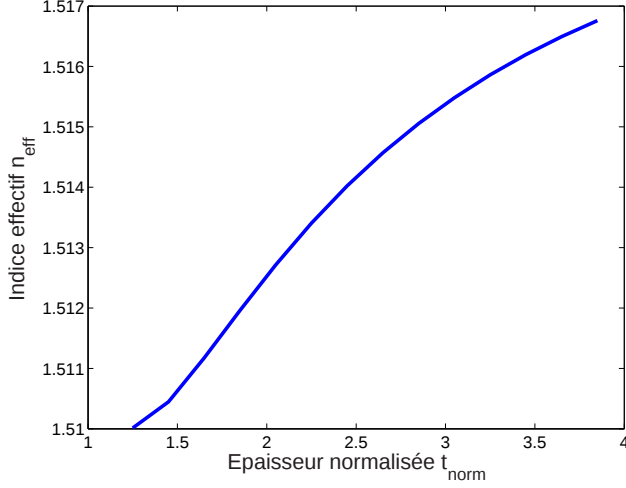


FIG. 2.5 – Exemple de solutions de l'équation de dispersion pour un guide réalisé par échange d'ions potassium. On note que pour des épaisseurs proches de l'épaisseur coupure ($t_{norm} \sim 1.3$), l'indice du mode est très similaire à celui du substrat ce qui signifie que le mode est très étendu dans le substrat

Pour un guide réalisé par échange d'ions potassium, les solutions de l'équation de dispersion en fonction de l'épaisseur de la couche guidante sont reportées sur la figure 2.5. Le guidage n'a lieu que si $n_g > n_{eff} > n_c$ ce qui peut être interprété par le fait que le mode se propage non seulement dans le guide mais aussi, par l'intermédiaire des ondes évanescentes, dans les matériaux adjacents. Lorsque l'épaisseur du guide est proche de la coupure ($t_{norm} \sim 1.3$), l'indice effectif du mode guidé est très similaire à celui du substrat ce qui illustre le fait qu'une forte proportion de la lumière guidée se propage alors dans ce dernier.

2.3.2.3 Forme du champ électrique

Le problème considéré étant purement unidimensionnel, on peut, par résolution des équations de Maxwell et en appliquant les conditions aux limites en $x = 0$ et $x = -t$, déterminer la forme du champ dans le guide. Nous ne nous intéresserons qu'au champ évanescent dans le superstrat:

$$\vec{E} = (0, E_y, 0) \quad \text{avec} \quad E_y = C \exp^{-qx} \exp^{i(\beta z - \omega t)} \quad (2.25)$$

La variation du champ est exponentielle et on retrouve la forme caractéristique d'une onde évanescente. Le calcul des composantes du champ magnétique associé se fait aisément à l'aide des équations de Maxwell.

2.3.2.4 Normalisation en puissance

La constante C qui apparaît dans l'équation est en théorie quelconque. Pourtant, pour de nombreuses applications, il est utile de la relier à la puissance totale guidée. Si P_0 est la densité de puissance selon la direction y , C s'écrit :

$$C = \sqrt{P_0} 2h \sqrt{\frac{\omega \mu_0}{\left| \beta \left(t + \frac{1}{q} + \frac{1}{p} \right) (h^2 + q^2) \right|}} \quad (2.26)$$

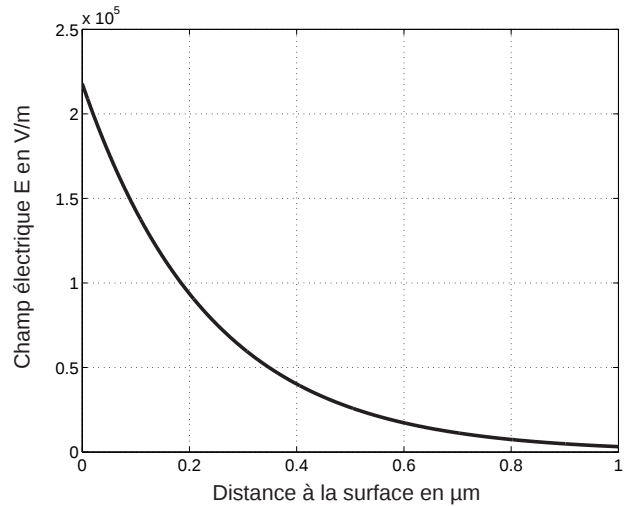
2.3.2.5 Extrapolation à un modèle bidimensionnel

Le modèle utilisé jusqu'ici est unidimensionnel. Cependant, pour pouvoir le comparer à nos expériences, il est essentiel de prendre en compte l'extension latérale du guide. Les modes guidés correspondant à des structures rectangulaires n'ont pas de solutions analytiques. On peut toutefois, en première approximation, considérer que latéralement, pour un guide monomode, l'intensité guidée a une forme gaussienne de rayon de waist w_y . La densité de puissance selon y , utilisée dans le paragraphe précédent peut donc s'exprimer en fonction de la puissance modale guidée P par :

$$P = P_0 \int_{-\infty}^{+\infty} \exp \frac{-2y^2}{w_y^2} dy \quad \text{d'où} \quad P_0 = \frac{\sqrt{2}P}{w_y\sqrt{\pi}} \quad (2.27)$$

Pour illustrer ceci, nous avons représenté sur la figure 2.6, le champ E_y en surface d'un guide réalisé par échange d'ions potassium pour lequel on suppose une largeur de mode $2w_y = 5 \mu\text{m}$ et une puissance modale $P = 100 \text{ mW}$. Grâce aux normalisations effectuées, le champ électrique s'exprime directement en V/m.

FIG. 2.6 – Exemple de calcul du champ électrique en surface d'un guide potassium. E s'exprime directement en V/m.



Ainsi, nous avons montré dans cette partie que **le champ évanescent en surface d'un guide est directement calculable à partir de la structure de couches minces utilisées et de la puissance modale**. Voyons maintenant comment on peut modéliser l'interaction entre ce champ évanescent et une particule dipolaire.

2.3.3 Expression des forces optiques dans l'approximation dipolaire

2.3.3.1 Rappel et notations

Les notations présentées dans le paragraphe 2.3.1.2 sont toujours valables. Par ailleurs, les grandeurs liées à la particule sont explicitées sur la figure 2.7. On rappelle d'autre part que dans le cadre de l'approximation dipolaire, le champ est considéré constant sur toute la particule et qu'il engendre l'apparition d'un dipôle électromagnétique induit au niveau du centre de la bille (cf. paragraphe 2.3.1).

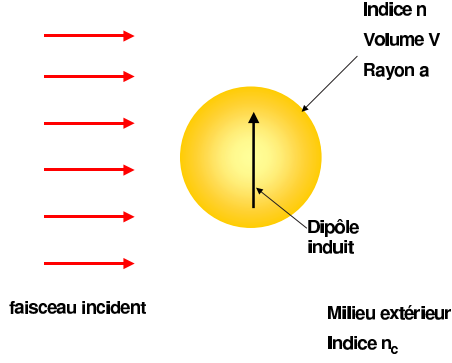


FIG. 2.7 – Interaction entre un champ arbitraire et une particule de Rayleigh. Dans l'approximation dipolaire, le champ est considéré constant sur toute la particule et engendre l'apparition d'un dipôle induit au niveau de la bille.

2.3.3.2 Force de Lorentz

Comme nous l'avons évoqué dans le paragraphe 2.3.1, le champ électrique incident sur la particule engendre une séparation de charges entre les électrons et le noyau. La force s'exerçant sur chaque type de charge est décrite par la force de Lorentz et on a :

– pour les électrons :

$$\vec{F}_e = -q[\vec{E} + \vec{v}_e \wedge \vec{B}] + \vec{F}_b = m_e \frac{\delta^2 \vec{r}_e}{\delta t^2} \quad (2.28)$$

– pour le noyau :

$$\vec{F}_n = q[\vec{E} + \vec{v}_n \wedge \vec{B}] - \vec{F}_b = m_n \frac{\delta^2 \vec{r}_n}{\delta t^2} \quad (2.29)$$

où q représente la charge élémentaire de chaque type de particule, $\vec{v}$ sa vitesse, m sa masse et $\vec{r}$ sa position. F_b est la force de rappel agissant entre les deux types de charges. En réécrivant ces équations dans le repère lié au centre de masse de l'objet, on peut exprimer la force s'exerçant sur la totalité de la particule :

$$\vec{F} = (\vec{\mu} \cdot \vec{\nabla})[\vec{E} + \vec{v} \wedge \vec{B}] + \frac{d\vec{\mu}}{dt} \wedge \vec{B} \quad (2.30)$$

où $\vec{\mu} = q(\vec{r}_n - \vec{r}_e)$ est le moment dipolaire associé aux charges.

Selon l'approximation de Stenholm, $\|\vec{v} \wedge \vec{B}\| \approx \frac{v}{c}$ est négligeable pour les vitesses qui nous concernent (de l'ordre du $\mu m/s$).

$$\text{d'où } \vec{F} = (\vec{\mu} \cdot \vec{\nabla})\vec{E} + \frac{d\vec{\mu}}{dt} \wedge \vec{B} \quad (2.31)$$

2.3.3.3 Valeur moyenne des forces optiques

La force exprimée ci-dessus correspond à une valeur instantanée à laquelle la particule est soumise. Aux fréquences optiques cependant, seuls les effets moyens de la force sont visibles macroscopiquement. Si on suppose une dépendance temporelle harmonique des champs électromagnétiques de la forme :

$$\vec{E}(r,t) = \text{Re}[\vec{E}(r) \exp(-i\omega t)] \quad (2.32)$$

$$\vec{B}(r,t) = \text{Re}[\vec{B}(r) \exp(-i\omega t)] \quad (2.33)$$

$$\vec{\mu}(r,t) = \text{Re}[\vec{\mu}(r) \exp(-i\omega t)] \quad (2.34)$$

où $\vec{E}, \vec{B}, \vec{\mu}$ sont des variables complexes dépendant de la position, on peut montrer que :

$$\langle \vec{F} \rangle = \frac{1}{4T} \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} \left[(\vec{\mu} + \vec{\mu}^*) \cdot \vec{\nabla}(\vec{E} + \vec{E}^*) + \frac{\delta(\vec{\mu} + \vec{\mu}^*)}{\delta t} \wedge (\vec{B} + \vec{B}^*) \right] dt \quad (2.35)$$

où T est la période d'oscillation des champs. Les composantes des forces optiques s'écrivent alors simplement :

$$\langle F^i \rangle = \frac{1}{2} \text{Re} \left[\varepsilon_0 \varepsilon_c \alpha E_j \frac{\delta E_j^*}{\delta x^i} \right] \quad (2.36)$$

où α est la polarisabilité de la particule sur laquelle nous reviendrons dans le paragraphe suivant. **Cette expression est particulièrement générale car elle est vraie quelque soit la forme du champ incident.** On peut aussi noter qu'elle ne fait pas intervenir $\vec{B}$ ce qui traduit bien une interaction de type dipolaire.

2.3.3.4 Moment dipolaire et polarisabilité

Relation de Clausius Mossotti Le moment dipolaire existant dans une particule éclairée par un champ $\vec{E}$ peut s'écrire $\vec{p} = \varepsilon_0 \varepsilon_c \alpha \vec{E}$ où α est la polarisabilité de la particule. Pour une particule sphérique et dans le cadre d'une approximation électrostatique, elle est donnée par la relation de Clausius-Mossotti [23] :

$$\alpha = 3V \frac{n^2 - n_c^2}{n^2 + 2n_c^2} \quad (2.37)$$

où n est l'indice complexe de la particule et V son volume.

Cas des métaux Dans le cas où la particule est métallique, cette relation n'est pas toujours exacte, notamment à cause des phénomènes d'effet de peau qui "limitent" le volume de la particule en interaction avec le champ. Si on appelle $\delta = \frac{\lambda}{2\pi \text{Im}(n)}$ une grandeur caractéristique de l'extension de l'effet de peau, certains auteurs considèrent que lorsque $\delta \gg a$, le volume de la particule doit être remplacé par un volume "effectif" prenant en compte cet effet de peau [23].

$$V_{eff} = \int_0^a r^2 \exp^{(r-a)/\delta} dr \quad (2.38)$$

Corrections à l'approximation statique La relation de Clausius-Mossotti n'est exacte que dans le cas statique. Bien qu'elle soit aussi souvent utilisée aux fréquences optiques, elle ne rend pas compte des déphasages existant entre onde incidente et diffusée. Pour combler ces lacunes, différents modèles de polarisabilité ont été proposés [90] [91]. Nous nous intéresserons plus particulièrement à celui de Draine [90] qui, en ajoutant un terme de "réaction radiative" au champ électrique total, déduit une nouvelle forme de la polarisabilité :

$$\alpha = \frac{\alpha_0}{1 - \frac{i}{6\pi} k^3 \alpha_0} \quad (2.39)$$

où α_0 représente la polarisabilité de Clausius-Mossotti.

Sur la figure 2.8, nous avons tracé le module de polarisabilité d'une particule d'or en fonction de son rayon à partir des trois modèles présentés ci-dessus. On constate que dès que le

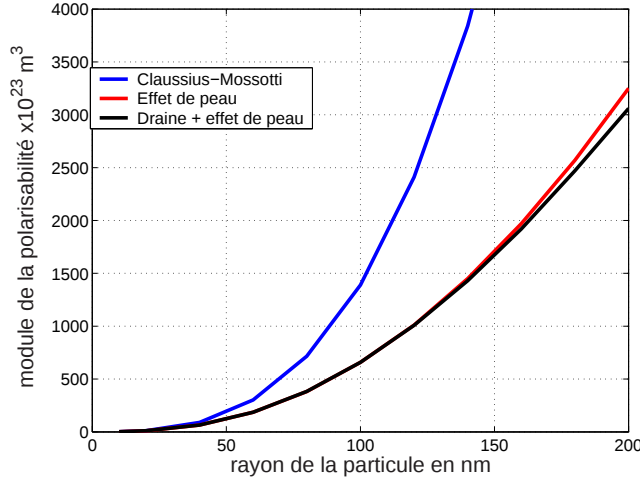


FIG. 2.8 – Comparaison des différents modèles de polarisabilité pour une particule d'or. En bleu, la relation de Claussius-Mossotti sans prise en compte de l'effet de peau surestime le volume d'interaction entre la particule et le champ incident. En rouge, prise en compte de l'effet de peau. En noir, la polarisabilité de Draine modifie peu la valeur statique pour de petites particules

rayon de la particule dépasse l'épaisseur de peau (20 nm), la correction liée au volume effectif devient importante. **A l'inverse, l'expression de Draine, bien que nécessaire pour rendre compte correctement des phénomènes physiques, n'ajoute pas de modification supplémentaire notable pour des particules jusqu'à 200 nm de rayon.**

2.3.3.5 Expression des forces de gradient et de pression de radiation

Ayant défini la polarisabilité, il nous est maintenant possible d'expliciter la relation (2.36) pour trouver les expressions des forces de gradient et de pression de radiation décrites dans le chapitre 1.

Cas d'un champ propagatif ou évanescent Qu'il soit évanescent ou propagatif, le champ incident peut s'écrire:

$$\vec{E}(r) = \vec{E}_0(r) \exp^{i(\vec{k} \cdot \vec{r})} \quad (2.40)$$

Dans ce cas, on montre que l'équation (2.36) peut se mettre sous la forme :

$$\langle \vec{F} \rangle = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_c}{4} \text{Re}(\alpha) \vec{\nabla} |\vec{E}_0|^2 + \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_c}{2} k \text{Im}(\alpha) |\vec{E}_0|^2 - \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_c}{2} \text{Im}(\alpha) \text{Im}(\vec{E}_0 \cdot \vec{\nabla} \vec{E}_0^*) \quad (2.41)$$

Si le champ considéré est évanescent, comme dans la configuration qui nous intéresse, $\vec{E}_0$ est réel (cf. équation 2.25) et le dernier terme s'annule. Les deux autres correspondent respectivement aux forces de gradient et à la pression de radiation.

Expression de la force de gradient A l'aide de la relation 2.39 et en considérant que si la particule est très petite devant la longueur d'onde ($ka \ll 1$), $\alpha \simeq \alpha_0$, la force de gradient peut s'exprimer en fonction des paramètres de la bille et du champ incident par:

$$\vec{F}_{grad} = \varepsilon_0 \varepsilon_c \pi a^3 \text{Re} \left(\frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right) \vec{\nabla} |\vec{E}_0|^2 \quad \text{avec} \quad m = \frac{n}{n_c} \quad (2.42)$$

Comme son nom l'indique, elle est dirigée selon le gradient de l'intensité lumineuse et est proportionnelle à ce gradient. **Suivant le signe de $\text{Re}(\alpha)$, elle peut attirer les particules vers les zones de champ fort ou bien les repousser.** Pour des particules diélectriques ayant un indice supérieur à celui du milieu qui les entoure, nous montrerons que ces forces sont toujours attractives.

Expression de la pression de radiation En ce qui concerne la pression de radiation, si $ka \ll 1$, on peut écrire 2.39 sous la forme $\alpha \simeq \alpha_0(1 + \frac{i}{6\pi}k^3\alpha_0^*)$ d'où

$$\vec{F}_{rad} = \frac{\varepsilon_0\varepsilon_c}{12\pi} \vec{k}^4 |\alpha_0|^2 |\vec{E}_0|^2 + \frac{\varepsilon_0\varepsilon_c}{2} \vec{k} \text{Im}(\alpha_0) |\vec{E}_0|^2 \quad (2.43)$$

Conformément aux observations présentées dans le chapitre 1, la pression de radiation a deux composantes :

- La première est liée à la diffusion du faisceau lumineux

$$\vec{F}_{scat} = \frac{4}{3}\pi\varepsilon_0\varepsilon_c \vec{k}^4 a^6 \left| \frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right|^2 |\vec{E}_0|^2 \quad (2.44)$$

- la seconde à son absorption

$$\vec{F}_{abs} = 2\pi\varepsilon_0\varepsilon_c \vec{k} a^3 \text{Im} \left(\frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right) |\vec{E}_0|^2 \quad (2.45)$$

Elles sont toutes deux dirigées selon la direction de propagation de la lumière et toujours positives. On peut noter que la composante de diffusion ne peut être mise en évidence que si on utilise l'expression complexe de la polarisabilité de Draine. C'est ce qui explique l'ambiguïté des démonstrations proposées à partir de la relation de Claussius-Mossotti. Ces forces dépendent de paramètres variés : de l'intensité lumineuse, bien sûr, de la longueur d'onde, mais aussi de l'indice et de la taille des particules. On constate par exemple que les forces de gradient et d'absorption présentent une dépendance en a^3 alors que celle de diffusion varie en a^6 . Ainsi, pour de très petites particules ($a < 40$ nm), les forces de gradient et d'absorption vont jouer un rôle primordial alors que pour des particules légèrement plus grandes, c'est la force de diffusion qui prendra de l'importance (cf. chapitre 1, paragraphe 1.1.3 sur les ordres de grandeur). A partir de ces expressions, nous nous proposons d'illustrer le comportement des particules en surface d'un guide d'onde.

2.3.3.6 Cas particulier d'une particule située au-dessus d'un guide d'onde semi infini.

Dans le cas où le champ étudié est le champ évanescent présent en surface d'un guide d'onde, l'expression des forces optiques ne change pas et on a simplement :

$$E_0 = C \exp^{-qx} \quad (2.46)$$

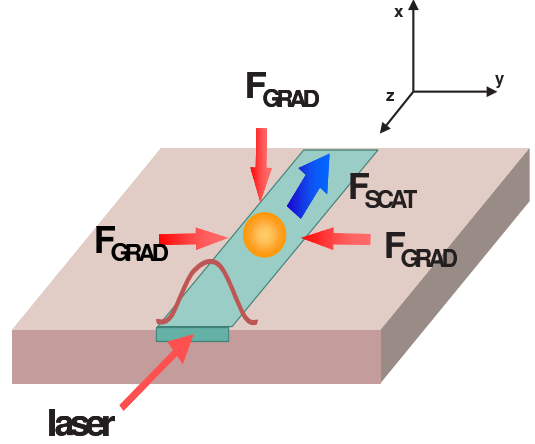
Les particules diélectriques sont donc propulsées le long du guide par l'action de la pression de radiation. Leur vitesse s'exprime simplement à l'aide de la loi de Stokes corrigée (cf. paragraphe 2.1.2.1). Quant aux forces de gradient, elles attirent la particule sur le guide d'onde non seulement verticalement sous l'action de la décroissance de l'onde évanescente, mais aussi latéralement à cause de l'extension limitée du mode (cf. figure 2.9).

Elles engendrent la formation d'un puits de potentiel bidimensionnel dont les caractéristiques dans les directions perpendiculaires (x) et parallèles (y) au guide sont données par :

$$U_x = - \int_{-\infty}^0 F_{grad,x} = \frac{\varepsilon_0\varepsilon_c}{4} \text{Re}(\alpha_0) |\vec{E}_0|^2 \quad (2.47)$$

$$U_y = - \int_{-\infty}^0 F_{grad,y} = -\frac{n_c}{c} \text{Re}(\alpha_0) \frac{2P}{\pi\omega_y^2} \frac{1}{1 + (2\tilde{y}^2)} \quad \text{avec} \quad \tilde{y} = \frac{y}{k_0\omega_y^2} \quad (2.48)$$

FIG. 2.9 – Illustration des forces s'exerçant sur la particule au-dessus d'un guide d'onde. Les forces de gradient attirent la particule sur le guide et la pression de radiation la propulse le long du guide.



En pratique, pour des guides réalisés par échange d'ions potassium, la taille du spot latéral est grande devant l'extension verticale du champ ce qui engendre une force résultante latérale d'environ deux ordres de grandeur inférieure à la force de gradient verticale.

Finalement, à partir des équations microscopiques qui régissent le mouvement des charges sous l'action d'un champ électrique, nous avons pu déduire des équations macroscopiques et exprimer simplement les forces optiques s'exerçant en surface d'un guide d'onde. Elles dépendent non seulement du type et de la taille des particules étudiées mais aussi fortement des paramètres liés aux guides. Nous allons illustrer dans le paragraphe suivant, le comportement des particules en fonction de ces différents paramètres afin d'optimiser au mieux les guides d'onde que nous utiliserons.

2.3.4 Tendances et ordres de grandeur

Concrètement, il nous est possible d'agir sur la nature et la taille des objets que l'on déplace, sur les longueurs d'ondes utilisées, sur les caractéristiques géométriques des guides ou sur les matériaux qui les composent. Nous évaluerons successivement l'impact de ces différents paramètres sur le déplacement des particules. Comme nous le verrons, leurs influences sont parfois croisées. Nous commencerons par étudier les paramètres liés aux guides d'onde car ils ne jouent que sur l'amplitude du champ électrique en surface du guide. **Comme pour les calculs concernant les guides d'ondes, et sauf précision, les résultats seront illustrés à l'aide de calculs réalisés sur une structure s'apparentant à un guide d'onde potassium ($n_s = 1.51$, $n_s = 1.52$, $n_s = 1.33$) d'épaisseur $1.9 \mu m$. La puissance guidée est supposée égale à 100 mW et le diamètre du mode $2\omega_y$ vaut $5 \mu m$. Les particules étudiées seront des billes de latex de 10 nm de rayon et la longueur d'onde de travail est de 1064 nm.**

2.3.4.1 Influence des caractéristiques géométriques du guide d'onde

Considérons une bille de latex ($a = 10 \text{ nm}$) en surface d'un guide d'onde plan réalisé par échange d'ions potassium. Nous avons représenté sur la figure 2.10, les forces de gradient verticales et celles de pression de radiation s'exerçant sur l'objet en fonction de l'épaisseur de la couche guidante.

Pour des épaisseurs inférieures à 1.3λ , la relation de dispersion n'a pas de solution et il n'y

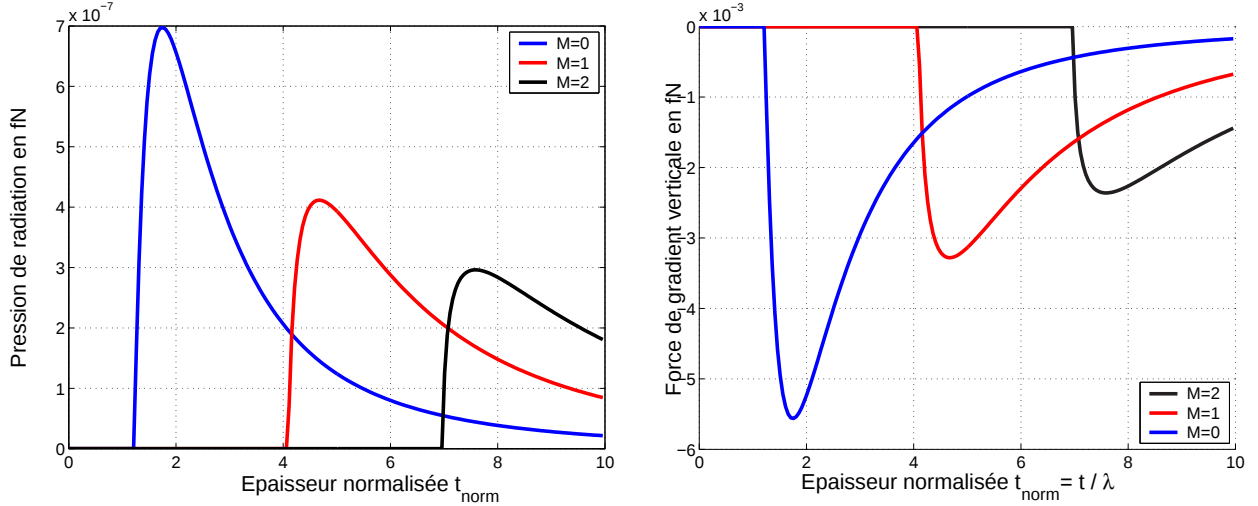


FIG. 2.10 – **Influence de l'épaisseur de la couche guidante sur les forces optiques.** Cas d'une particule de latex de 10 nm de rayon sur une guide réalisé par échange d'ions potassium. Il existe une épaisseur optimale du guide qui correspond au confinement maximal du mode fondamental et permet de maximiser les forces. M est l'ordre du mode guidé considéré.

a pas de mode guidé dans la structure. Au-delà de cette valeur appelée épaisseur de coupure, le guidage existe pour le mode fondamental ($M=0$). L'indice effectif du mode guidé est proche de celui du substrat (cf. paragraphe 2.3.2.2). La lumière n'est que faiblement guidée et elle se propage presque intégralement dans le substrat. Lorsque l'épaisseur du guide s'accroît, le guidage devient meilleur, la lumière se concentre au niveau du guide ce qui augmente l'intensité de surface. Les forces optiques augmentent jusqu'à obtenir un maximum qui peut être exprimé analytiquement [49]. Au-delà de ce maximum, le mode devient de plus en plus confiné à l'intérieur de la couche guidante ce qui diminue la profondeur de pénétration du champ et son intensité en surface. Dans l'exemple présenté ici, la même épaisseur permet d'optimiser à la fois les forces de gradient verticales et celles de diffusion. Pour $t_{norm} > 4$, le guide devient bimode. Comme pour le premier mode, on observe la présence d'un confinement maximal du mode qui permet d'optimiser les forces optiques. Cependant, **la valeur du maximum pour les modes d'ordres supérieurs à zéro est toujours inférieure à celle produite par le mode fondamental.** Nous utiliserons donc préférentiellement des guides monomodes dont l'épaisseur correspond aux forces optimales.

2.3.4.2 Influence des matériaux composant le guide

Différentes technologies peuvent être utilisées pour la fabrication de guides d'ondes. Les deux plus courantes sont l'échange d'ions et le dépôt d'une couche mince diélectrique sur un substrat. Différents ions et matériaux sont mis en oeuvre pour réaliser la zone guidante (cf. chapitre 3. Ils ont des indices optiques très variés. Nous allons comparer quatre types de guides d'ondes réalisés par ces technologies ayant des élévations d'indices par rapport au substrat très différentes :

- guides réalisés par échange d'ions potassium ($n_s = 1.51$, $n_g = 1.52$, $n_c = 1.33$) similaires à ceux étudiés jusqu'ici.
- guides réalisés par échange d'ions césium ($n_s = 1.51$, $n_g = 1.55$, $n_c = 1.33$)

- guides réalisés par échange d'ions argent ($n_s = 1.51$, $n_g = 1.61$, $n_c = 1.33$)
- guides réalisés par échange d'ions thallium ($n_s = 1.51$, $n_g = 1.68$, $n_c = 1.33$)
- guides réalisés par dépôt d'une couche mince de nitrure de silicium sur de la silice ($n_s = 1.46$, $n_g = 1.98$, $n_c = 1.33$)

Pour une même puissance guidée, les forces optiques s'exerçant sur une particule de latex située au-dessus de chacun de ces guides sont représentées sur la figure 2.11.

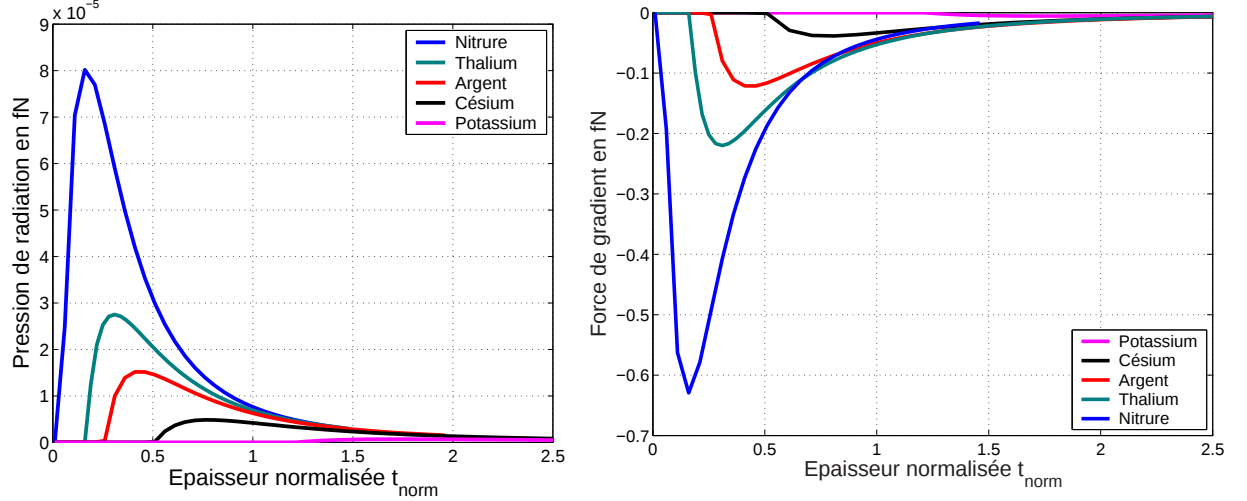


FIG. 2.11 – **Influence des matériaux composant le guide** sur les forces optiques s'exerçant sur une particule de latex de 10 nm de rayon. L'intensité de surface donc les forces optiques sont maximales pour des guides ayant le saut d'indice le plus élevé possible. Ils correspondent à des épaisseurs optimales de plus en plus faibles.

On peut faire plusieurs remarques concernant cette figure :

- A puissance guidée égale, les forces exercées augmentent très fortement lorsque la différence d'indice entre le substrat et le guide s'accroît. Par exemple, **les forces de diffusion sont multipliées par un facteur 115 entre un guide réalisé par échange d'ions potassium et un guide en nitrure de silicium**. Ceci est directement lié à l'augmentation de l'intensité en surface du guide pour les guides en nitrure de silicium.
- L'épaisseur optimale du guide diminue fortement lorsque le contraste d'indice augmente. En effet, à puissance guidée constante, l'augmentation de l'indice du guide accroît le confinement à l'intérieur du guide et diminue l'intensité de surface. Il faut donc diminuer l'épaisseur de la couche guidante ou augmenter la longueur d'onde pour retrouver l'optimal de confinement.

2.3.4.3 Influence de la polarisation de la lumière

Cet aspect du problème est particulièrement intéressant à analyser car il n'existe pas dans le cas des pinces optiques classiques (pour la polarisation rectiligne). En effet, la présence d'une surface sous les particules rompt la symétrie géométrique et permet d'isoler deux configurations bien distinctes selon la direction du champ électrique. On parle de polarisation Transverse Electrique (TE) lorsque le champ électrique est parallèle à la surface du guide d'onde ou de polarisation Transverse Magnétique (TM) si c'est le champ magnétique qui est parallèle à la surface du guide. Dans notre cas, ces deux configurations sont relativement aisées à étudier car

on ne prend pas en compte les réflexions multiples entre la particule et la surface. Les seules différences existantes proviennent donc d'une modification du champ électrique en surface du guide avec la polarisation.

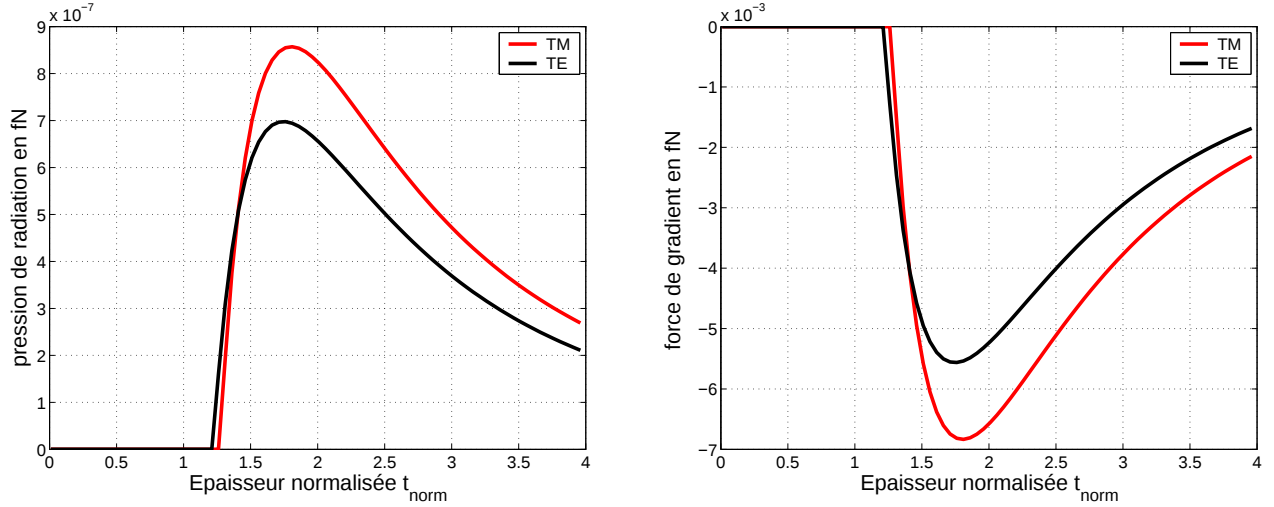


FIG. 2.12 – **Influence de la polarisation de la lumière.** Les forces optiques s'exerçant sur une particule de latex de 10 nm de rayon, en surface d'un guide potassium, sont légèrement plus importantes pour la polarisation TM.

Sur la figure 2.12, nous avons reporté les forces optiques s'exerçant sur une bille de latex de 10 nm de rayon pour les deux polarisations. **La pression de radiation tout comme les forces de gradient sont légèrement plus fortes pour la polarisation Transverse Magnétique.** On observe de plus un très léger décalage de l'épaisseur optimale des guides en polarisation TM lié au fait que leur épaisseur de coupure est toujours légèrement plus élevée.

2.3.4.4 Influence du type de particule utilisé

Approche théorique D'un point de vue théorique, la nature attractive ou répulsive des forces est liée au signe de $Re(\alpha_0)$ pour les forces de gradient et à celui de $Im(\alpha_0)$ pour les forces d'absorption (cf. équation 2.41). Si $ka \ll 1$, on peut écrire, pour une particule sphérique :

$$Re(\alpha_0) = 4\pi a^3 \frac{(\varepsilon' - 1)(\varepsilon' + 2) + \varepsilon''}{(\varepsilon' + 2)^2 + \varepsilon''^2} \quad (2.49)$$

$$Im(\alpha_0) = 4\pi a^3 \frac{3\varepsilon''}{(\varepsilon' + 2)^2 + \varepsilon''^2} \quad (2.50)$$

$$\text{avec } \varepsilon = m^2 = \frac{n^2}{n_c^2} = \varepsilon' + i\varepsilon'' \quad (2.51)$$

Cas des particules diélectriques C'est le cas le plus simple à étudier car, loin des résonances, les particules diélectriques sont supposées très peu absorbantes. Elles ont des indices de réfraction réels ($\varepsilon'' = 0$), qui dépendent peu de la longueur d'onde. Placées dans un milieu de plus faible indice ($n > n_c$), leur polarisabilité est positive et génère des forces de gradient attractives vers les régions de forte intensité (cf. équation 2.42). La pression de radiation n'a pas de composante d'absorption et elle est toujours orientée selon la direction de propagation de la lumière, conformément aux courbes présentées dans les paragraphes 2.3.4.1 et 2.3.4.2.

Cas des particules métalliques Le cas des particules métalliques est beaucoup plus complexe, tout d'abord parce qu'elles absorbent la lumière mais aussi parce que leur polarisabilité dépend fortement de la longueur d'onde. L'équation 2.49 montre que les forces de gradient sont positives c'est à dire qu'elles repoussent la particule de l'interface pour ε' compris entre -2 et 1. Dans les autres cas, elles sont attractives. Quant aux forces d'absorption, elles agissent toujours dans la direction de propagation de la lumière.

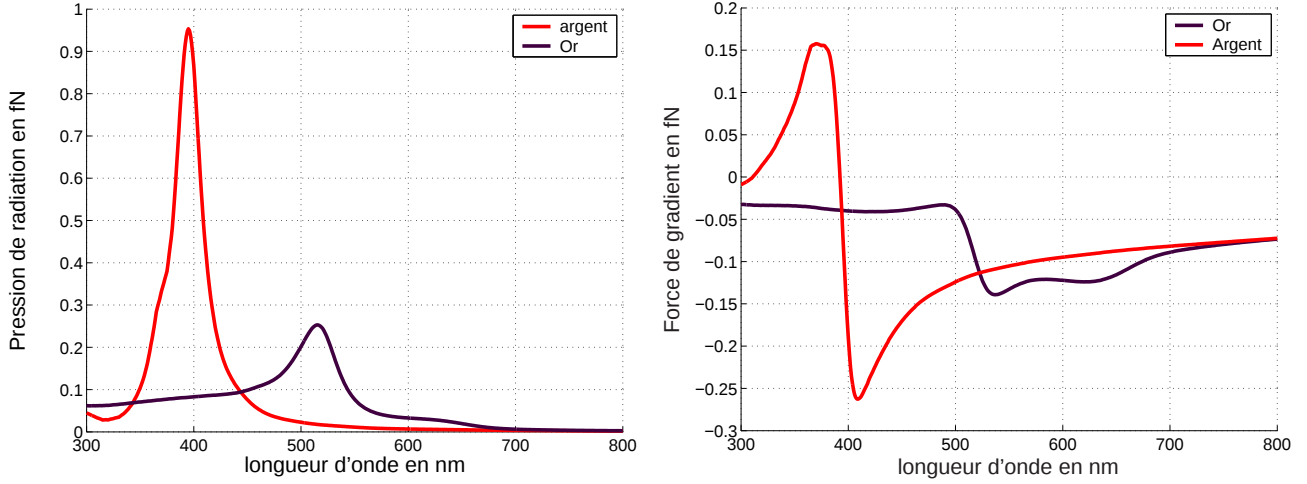


FIG. 2.13 – **Influence du type de particule.** Force de pression de radiation (à gauche) et de gradient (à droite) s'exerçant sur des particules d'or et d'argent ($r=10$ nm), disposées sur un guide potassium, en fonction de la longueur d'onde. A la résonance plasmon, la force de diffusion est maximale et celle de gradient s'annule.

Remarquons le cas particulier pour lequel $\varepsilon' \rightarrow -2$, et $\varepsilon'' \rightarrow 0$. La polarisabilité de la particule tend alors vers l'infini. Cette condition correspond à l'excitation de plasmons de surface. C'est une oscillation résonante des électrons d'un métal qui augmente fortement les phénomènes d'absorption et de diffusion. Ce comportement est observable dans le visible pour l'or et l'argent. Il est plus intense dans le cas de l'argent pour lequel n est très proche de la condition mathématique de résonance ($n^2 = -3.56 + 0.68i \simeq -2n_c^2$ à $\lambda = 395$ nm) .

Nous avons illustré ces phénomènes pour des particules d'or et d'argent de 10 nm de rayon placées sur un guide d'onde potassium (cf. figure 2.13). En ce qui concerne la pression de radiation, on retrouve les caractéristiques de la résonance plasmonique qui en augmentant la diffusion et l'absorption des particules accroît la pression de radiation. Au niveau des forces de gradient, on observe une inversion du signe de la force s'exerçant sur la particule d'argent aux alentours de 400 nm. Dans le cas de l'or, ce changement de signe n'existe pas car son indice est moins proche de la condition de résonance théorique. Plus généralement, on peut montrer qu'à la résonance plasmon, les forces de propulsion sont théoriquement maximales et celles de gradient nulles [75].

Ces remarques illustrent le fait que **le signe de la force de gradient peut changer à la fois avec la longueur d'onde et avec les matériaux utilisés. Nous verrons qu'il peut aussi varier avec la taille des objets étudiés** [75]. D'autre part, l'utilisation des propriétés métalliques des matériaux comme les résonances plasmoniques semble particulièrement efficace pour optimiser le déplacement des particules. Nous ne pourrions malheureusement pas les exploiter à cause des contraintes de travail liées aux applications biologiques que nous avons choisies (cf. chapitre 5).

2.3.5 Discussion sur la validité des résultats : limites

Comme nous l'avons évoqué dans le paragraphe 2.3.1 l'approximation dipolaire utilise des hypothèses très restrictives sur la taille des particules. Notamment, l'hypothèse selon laquelle le champ est constant sur toute la bille, est difficilement vérifiable. C'est pourquoi, il semble délicat d'analyser de façon complète l'impact de la taille des particules sur les forces optiques. En effet, pour de petites particules, nous avons montré que les forces optiques varient en a^3 ou a^6 . Mais, lorsque la taille des objets augmente, et notamment lorsque la bille devient d'une taille supérieure à l'extension de l'onde évanescente, le cadre dipolaire ne permet plus du tout de prédire les forces. L'utilisation d'un modèle plus général semble donc impérative dans ce cas-là.

Concernant les limites de validité du modèle dipolaire, on peut montrer que, si le champ incident est une onde plane, l'approximation est valable pour des particules jusqu'à une centaine de nm de rayon [92]. Dans notre cas, l'extension de l'onde évanescente au-dessus du guide est de l'ordre de 200 nm ce qui rend le modèle dipolaire plus restrictif encore. **En pratique, il nous est difficile de donner un ordre de grandeur du domaine de validité de cette approximation.** Nieto-Vesperinas *et al.* ont toutefois montré que l'erreur de calcul dépend à la fois de la taille de la particule, de la longueur d'onde et de la distance d'atténuation de l'onde dans le superstrat [75]. La comparaison des données analytiques avec un modèle numérique devrait nous permettre de mieux cerner les limites de ce modèle.

2.3.6 Conclusion

Nous avons exploré, au travers de ces calculs, les possibilités d'optimisation des guides d'ondes que nous allons utiliser pour nos expériences. Il en ressort qu'il est possible d'agir à plusieurs niveaux pour augmenter les forces optiques. Il nous faut :

- Choisir les matériaux guidants pour obtenir un confinement maximal de la lumière dans le guide. Ceci revient à travailler avec des écarts d'indices entre le substrat et le guide les plus importants possibles.
- Contrôler la géométrie des guides en travaillant avec des épaisseurs guidantes adaptées.
- Choisir la polarisation la plus adaptée à l'épaisseur de la couche guidante utilisée. Généralement, la polarisation TM s'avère plus efficace.
- Utiliser, si possible, des particules dotées d'indices de réfraction élevés ou bien des particules métalliques qui permettront d'obtenir une pression de radiation plus importante que des particules diélectriques. On veillera dans ce cas-là, à vérifier le signe des forces de gradient.
- Contrôler la longueur d'onde pour profiter des phénomènes de résonance d'absorption liés à l'excitation des plasmons de surface

En ce qui concerne la taille des particules à utiliser, il reste une zone d'ombre importante. On peut seulement dire que le déplacement de particules d'une centaine de nanomètres de rayon sera plus aisé que celui d'une particule de 10 nm de rayon. En effet, les particules les plus grosses subissent des forces plus importantes tout en ayant un mouvement brownien moins intense.

Comme nous l'avons déjà souligné, ces remarques ne s'appliquent qu'à des particules de Rayleigh. Dans le cas d'objets de taille similaire à la longueur d'onde (particules de Mie), il est

nécessaire de confirmer ces tendances à la fois théoriquement, à l'aide de modèles numériques plus complets, et expérimentalement. Dans le paragraphe suivant, nous présenterons une méthode de calcul numérique des forces optiques basée sur la méthode des éléments finis.

2.4 Evaluation des forces optiques en régime de Mie

Après l'approche analytique présentée ci-dessus, nous allons maintenant nous intéresser à la configuration dans laquelle les particules ont une taille similaire à la longueur d'onde. Dans ce cas, les équations de Maxwell n'ont pas de solution analytique simple qui prenne en compte les phénomènes de réflexion multiples entre la bille et le guide. Toutefois, l'analyse numérique permet d'obtenir des solutions numériques approchées du problème. Plusieurs méthodes de résolution peuvent être mises en oeuvre comme les différences finies ou les éléments finis. Nous ne nous intéresserons qu'à celle des éléments finis qui nous permettra de calculer les forces optiques s'exerçant sur une particule de Mie au-dessus d'un guide d'onde. Les résultats obtenus seront validés par comparaison avec un modèle dipolaire dans le cas d'objets de petites tailles.

2.4.1 Principe de la modélisation en éléments finis

La méthode des éléments finis est une méthode approchée de résolution d'équations aux dérivées partielles. Elle est construite à partir d'une formulation mathématique équivalente à un problème physique. On parle d'une formulation variationnelle qui contient l'ensemble des informations relatives au problème, c'est à dire l'équation aux dérivées partielles et les conditions aux limites [93]. En électromagnétisme, la résolution par éléments finis consiste à approcher les solutions des équations de Maxwell en un nombre fini de points de l'espace par une combinaison linéaire de fonctions de forme. Nous ne rentrerons pas dans le détail de cette méthode car elle repose sur un formalisme mathématique qui n'est pas l'objet de ce travail. Pour en savoir plus, le lecteur pourra se référer aux articles de Pierre Spietri sur ce thème [94] [95].

Cette méthode est particulièrement intéressante pour sa souplesse d'utilisation, en particulier vis-à-vis de l'approximation des divers opérateurs modélisant des phénomènes en physique. Cette souplesse apparaît aussi dans le fait que les domaines où sont définies les équations aux dérivées partielles peuvent être approchés au mieux. En particulier, **on peut prendre en compte le caractère courbe des frontières de ces domaines**, ce qui permet de s'affranchir des effets de "marches d'escalier" générés par des maillages rectilignes. De plus, il n'est **pas nécessaire d'utiliser un maillage à pas constant sur toute la structure**. Il est aisé de définir des éléments de dimensions variables qui permettent d'avoir un maillage serré dans les zones où les paramètres varient fortement et un maillage relativement grossier dans les régions où ces paramètres varient peu. Cet aspect est particulièrement important pour les calculs tridimensionnels car il permet une économie conséquente de l'espace mémoire nécessaire. De même que la prise en compte des frontières courbes, ce paramètre constitue un avantage notable sur d'autres méthodes numériques comme les différences finies dans l'espace et dans le temps (FDTD).

En outre, sur le plan algorithmique, la méthode des éléments finis conduit à l'écriture de codes de calculs très généraux ce qui rend son utilisation possible dans de nombreux domaines de

la physique mais surtout facilite la résolution d'équations décrivant plusieurs processus physiques couplés (électromagnétisme et thermique par exemple).

Le logiciel **Femlab**¹, que nous utiliserons pour ces simulations présente de plus l'avantage d'intégrer des fonctions complémentaires qui nous seront particulièrement utiles **comme l'intégration sur une surface ou encore le calcul des modes propres d'une structure**. Ces fonctions nous permettront de calculer directement le tenseur des contraintes de Maxwell sur la surface de la bille puis d'en déduire les forces résultantes s'exerçant sur la particule.

Nous travaillerons tout d'abord sur un modèle bidimensionnel, représentant un cylindre sur un guide d'onde plan infini, qui nous permettra de dégager des tendances mais aussi d'évaluer la précision des résultats. Pour rendre compte précisément des phénomènes physiques, nous utiliserons ensuite un modèle tridimensionnel.

2.4.2 Calcul des forces optiques sur un cylindre infini

2.4.2.1 Modélisation du guide d'onde

Principe Notre but est de modéliser les forces optiques s'exerçant sur un cylindre infini déposé sur la surface d'un guide d'onde planaire. Le logiciel Femlab ne permet pas de déterminer les modes du guide plan associés à la structure. On calcule donc, de façon indépendante, l'expression analytique du mode guidé. On obtient ainsi des coefficients numériques caractéristiques des modes guidés qui peuvent être insérés comme terme source dans la simulation numérique.

La zone de calcul est entourée de matériaux absorbants aux frontières, dits PML (Perfectly Matched Layer) [96]. Ce sont des matériaux à la fois anisotropes et absorbants qui évitent les phénomènes de réflexion sur les interfaces et notamment la création d'une onde stationnaire au sein du guide d'onde (cf. figure 2.14). La comparaison du mode analytique et du mode numérique dans le guide confirme les propriétés de conservation de la structure (cf. figure 2.14). Dans toute la suite, et sauf précision, **nous travaillerons sur un guide d'onde en nitrure de silicium** ($n_s = 1.46$, $n_g = 1.98$, $n_c = 1.33$) **d'une épaisseur de 200 nm en polarisation Transverse Electrique (TE)**. Nous avons privilégié ce type de structure, à la fois pour sa compacité qui limite le nombre de points de calculs et parce qu'elle correspond aux guides que nous étudierons expérimentalement. La longueur d'onde utilisée est de 1064 nm et les normalisations en puissance correspondent à une puissance guidée $P=100$ mW pour un waist latéral ($2\omega_y$) de $5\ \mu m$.

Convergence de la méthode La méthode des éléments finis étant une méthode numérique, elle ne converge vers une solution exacte que lorsque le pas de discrétisation tend vers zéro. Il convient donc d'évaluer l'erreur numérique commise lorsqu'on travaille avec un pas de dimension finie. Dans notre cas, cet aspect est particulièrement délicat à traiter dans la mesure où l'on peut imposer sélectivement des pas de maillage différents sur des éléments différents. Par exemple, on peut choisir un pas minimal de 50 nm sur le guide et de seulement 20 nm sur la particule. Nous commencerons donc par étudier les propriétés de propagation du guide d'onde seul puis, après s'être assuré qu'il est correctement décrit, nous évaluerons l'impact du maillage sur la particule.

1. <http://www.comsol.com/>

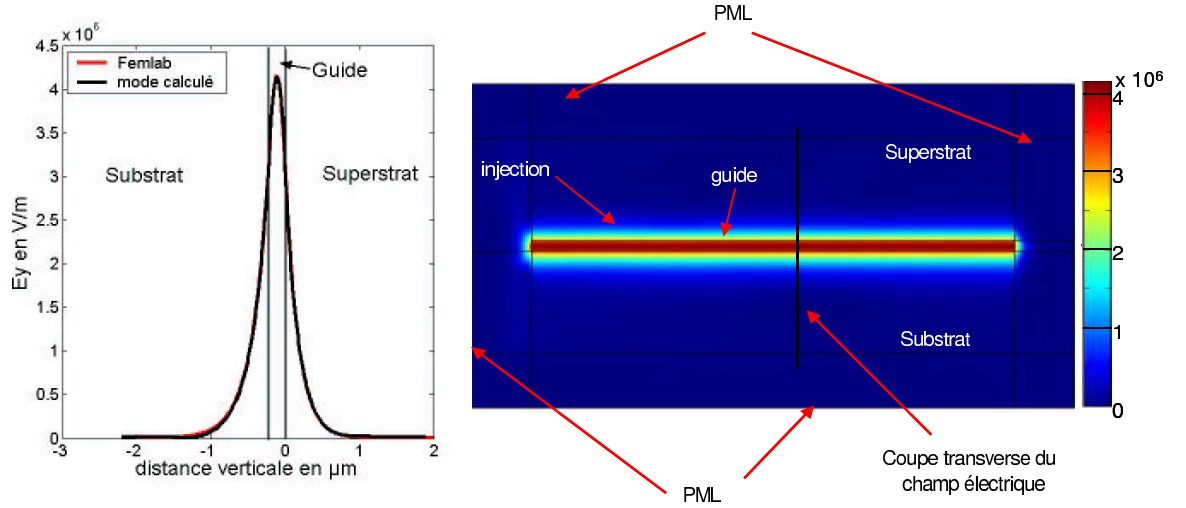


FIG. 2.14 – Modèle Femlab de guide d'onde planaire en nitrure de silicium en polarisation TE. A droite, vue globale de la structure avec les PMLs entourant la zone de calcul. A gauche, comparaison du mode analytique et du mode effectivement guidé dans la structure.

Afin d'évaluer les erreurs numériques au niveau du guide, nous nous sommes intéressés à deux paramètres différents :

- Les pertes dans le guide liées à la propagation sur un maillage discontinu. C'est le paramètre traditionnellement utilisé pour vérifier la convergence d'un modèle numérique. Dans notre cas, ces pertes sont évaluées sur une distance de $8\mu m$.
- L'amplitude des oscillations de densité de puissance en surface du guide (exprimées en pourcent de la valeur moyenne de la densité de puissance). Ce paramètre est moins couramment étudié mais il nous a paru important de l'évaluer car ces oscillations de puissance doivent se répercuter sur le calcul des forces optiques.

On obtient la courbe suivante qui est caractéristique de la convergence d'un modèle numérique :

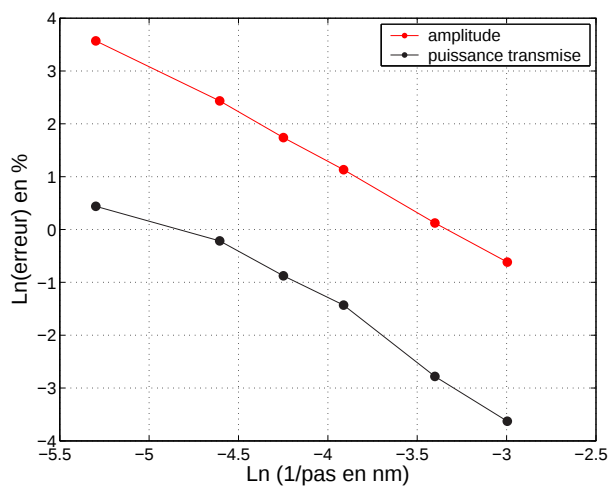


FIG. 2.15 – Etude de la convergence du modèle numérique sur un guide en nitrure de silicium en polarisation TE. Nous avons représenté le logarithme de l'erreur numérique en fonction de celui de l'inverse du pas du maillage. L'erreur correspond aux pertes de propagation en % sur une distance de $8\mu m$ pour la courbe noire et à l'amplitude des oscillations en % pour la courbe rouge. L'erreur décroît lorsque le maillage se resserre.

On constate que pour un pas de maillage maximal de 30 nm sur le guide, les pertes de propagation sont inférieures à 0.1 % et l'amplitude des oscillations de l'ordre du %. Nous considérerons qu'un tel maillage représente suffisamment bien le guide pour nous permettre de dégager des tendances sur le comportement des particules. **Par défaut, nous utiliserons donc un pas**

de 30 nm sur le guide dans tous les calculs. Nous garderons cependant à l'esprit le fait que la précision des calculs est limitée.

Après avoir validé la modélisation du guide seul, nous allons ajouter une particule pour étudier l'interaction guide / bille.

2.4.2.2 Calcul de forces sur un cylindre infini.

Principe. Dans le cadre d'un modèle bidimensionnel, la particule est représentée par un cylindre de longueur infinie déposé sur le guide. Les forces optiques globales s'exerçant sur l'objet sont calculées par intégration du tenseur des contraintes de Maxwell sur le contour du cylindre. Grâce aux normalisations de la puissance modale, les valeurs obtenues représentent la force s'exerçant sur un cylindre d'un mètre de longueur et s'expriment en N/m. On notera que dans le cas bidimensionnel, l'expression du tenseur des contraintes est simplifiée et que la surface d'intégration se réduit à un contour d'intégration. Celui-ci ne doit pas couper le guide. C'est pourquoi, dans ces calculs, **la particule n'est pas en contact direct avec la surface mais se situe à une altitude de 1 nm au dessus de celle-ci.**

Quant aux forces locales, elles sont aisées à représenter pour des particules diélectriques (cf. équation 2.15). Par contre, pour des objets métalliques, la superposition des contributions surfaciques et volumiques est délicate à prendre en compte. **Sur les particules métalliques, nous ne représenterons pas les forces locales mais le flux du tenseur des contraintes sur la surface de l'objet.**

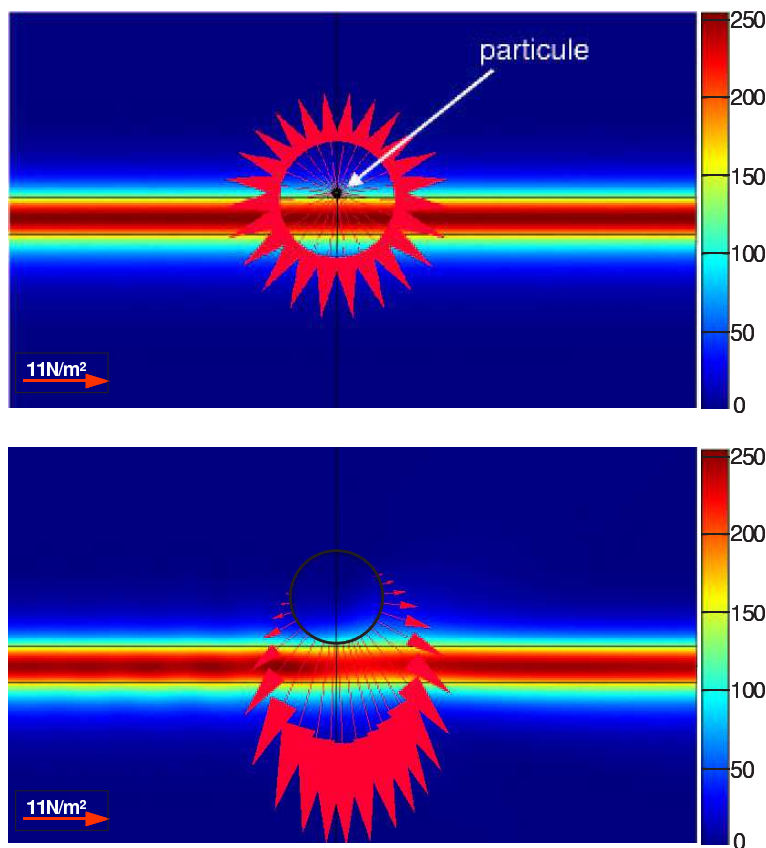


FIG. 2.16 – Représentation de la densité d'énergie électromagnétique dans la structure et des forces élémentaires (en rouge) s'exerçant sur chaque élément de surface des particules (unités arbitraires). En haut, cas d'une bille de verre de 10 nm de rayon sur un guide en nitrure de silicium en polarisation TE. Le mode n'est pas perturbé par l'objet et les forces locales sont normales et d'intensité similaire sur tout le contour du cylindre. En bas, cas d'une particule de verre de 250 nm de rayon. Le mode guidé est modifié au niveau de la bille et la distribution des forces sur la particule est très inégale.

Approche qualitative Sur la figure 2.16, nous avons représenté les forces surfaciques s'exerçant sur un cylindre de verre ($n=1.55$) de 10 nm de rayon à gauche et de 250 nm de rayon à droite. Lorsque la particule est très petite devant la longueur d'onde, on constate que la lumière guidée n'est pas perturbée par la présence de l'objet et que les forces surfaciques sont normales et d'intensité similaire sur tout le contour du cylindre. Dès que la particule grossit, la distribution des forces devient très différente. Le mode guidé est modifié au niveau de la particule et on observe une décroissance très nette des forces surfaciques perpendiculairement au guide. Le haut de la bille n'est plus éclairé. Dans les deux cas, les forces résultantes (non représentées) ont tendance à attirer la particule sur le guide et à la propulser le long du guide. **Par défaut, dans toutes les modélisations, nous utiliserons une bille de verre de 250 nm de rayon.**

Influence du maillage sur la particule. Après avoir étudié l'impact du maillage sur les propriétés du guide d'onde, il nous faut évaluer son influence sur les valeurs des forces optiques. Pour cela, on calcule les forces s'exerçant sur une particule de même indice que le milieu extérieur ($n=1.33$). Dans cette configuration, pour un pas de discrétisation qui tend vers zéro, les forces résultantes doivent être nulles. Dans le cas d'un pas de maillage de taille finie, elles sont caractéristiques de l'erreur numérique. On notera cependant que **les barres d'erreur ainsi déterminées ne représentent que l'erreur au niveau de la particule et en aucun cas celle liée à la représentation du guide.** Sur la figure 2.17, nous avons reporté les valeurs des forces évaluées pour différents maillages sur une particule de verre ($n=1.55$) ainsi que l'erreur numérique mesurée en chaque point sur une bille d'indice 1.33.

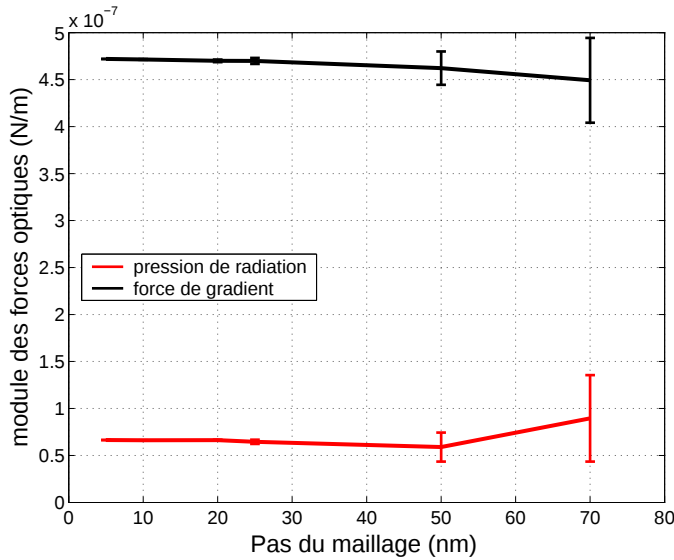


FIG. 2.17 – **Evaluation de l'erreur numérique** sur le calcul des forces optiques en fonction du pas du maillage sur la particule. Cas d'une bille de verre de 250 nm de rayon en surface d'un guide nitrure de silicium, en polarisation TE. Les barres d'erreur correspondent aux forces résiduelles s'exerçant sur une particule de même taille mais d'indice identique à celui du substrat.

On constate d'une part que les valeurs calculées convergent vers un point donné lorsque le pas du maillage diminue et d'autre part que l'erreur numérique décroît fortement avec la taille des éléments de discrétisation utilisés. Pour un pas maximal de 25 nm sur la particule, l'erreur sur la pression de radiation est de 1.8 % et celle sur les forces de gradient de 0.4 %. On considérera que ces valeurs sont suffisantes pour donner un bon ordre de grandeur des forces. De la même manière, pour des particules d'or, l'erreur numérique sur les forces optiques pour un pas de maillage de 25 nm est inférieure au pourcent. **Nous utiliserons par défaut dans tous les**

calculs, un maillage sur la particule d'un pas maximal égal au dixième du rayon de la particule ($a/10$). Pour mémoire, le temps de calcul d'une structure bidimensionnelle telle que celle décrite ci-dessus est de l'ordre de 1 minute sur un PC bureautique disposant de 1Go de RAM.

Comparaison au modèle dipolaire Nous avons montré la convergence du modèle numérique. Il nous faut maintenant le rapprocher d'un modèle analytique. Pour cela, nous avons comparé pour des particules de petites taille, les résultats obtenus numériquement à ceux d'un modèle dipolaire. Les deux valeurs ne sont pas directement comparables car le modèle dipolaire présenté dans le paragraphe précédent décrit un objet sphérique. Dans le cas d'une particule cylindrique, l'expression des forces optiques demeure inchangée mais la polarisabilité de l'objet est modifiée. Elle dépend alors de l'état de polarisation de la lumière. On montre que [83] :

– pour la polarisation TE :

$$\alpha_{TE} = \frac{\alpha_{TE}^0}{1 - ik^2 \alpha_{TE}^0 / 8} \quad \text{avec} \quad \alpha_{TE}^0 = V \frac{\varepsilon - \varepsilon_c}{\varepsilon_c} \quad (2.52)$$

– pour la polarisation TM :

$$\alpha_{TM} = \frac{\alpha_{TM}^0}{1 - ik^2 \alpha_{TM}^0 / 4} \quad \text{avec} \quad \alpha_{TM}^0 = 2V \frac{\varepsilon - \varepsilon_c}{\varepsilon + \varepsilon_c} \quad (2.53)$$

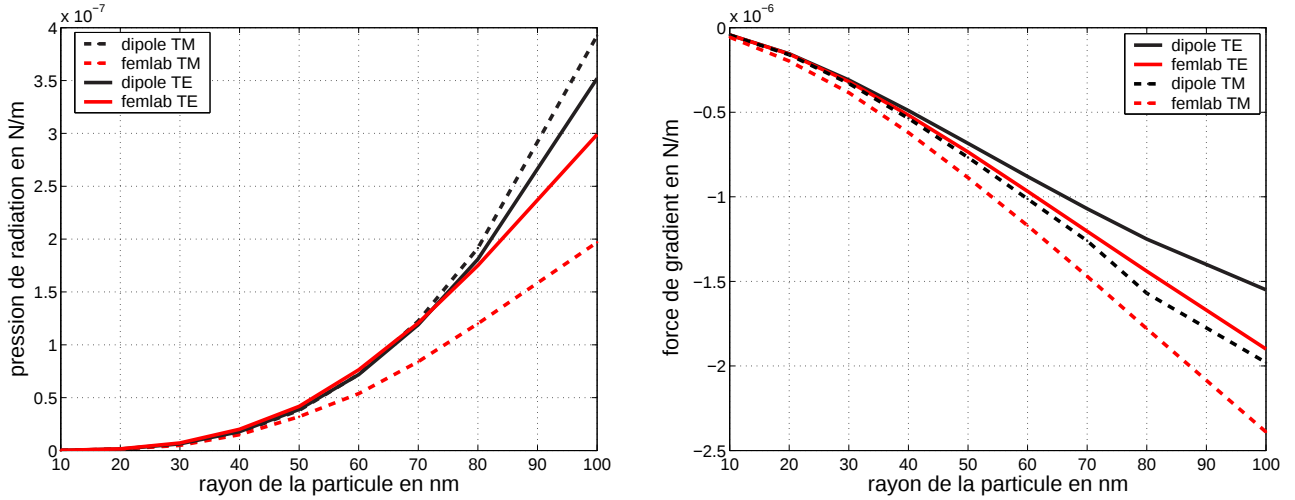


FIG. 2.18 – Comparaison des forces optiques calculées à l'aide d'un modèle dipolaire et numériquement (femlab) par l'intermédiaire du tenseur des contraintes de Maxwell. Cas d'une particule de verre en surface d'un guide en nitrure de silicium.

Les résultats obtenus par les deux représentations pour un cylindre de verre ($n=1.55$) sont reportés sur la figure 2.18. On observe une bonne concordance des modèles, surtout pour la polarisation TE. Toutefois, lorsque le rayon de la particule excède 50 nm, les écarts entre les deux courbes sont plus importants, ce qui indique que l'on quitte le régime de validité de l'approximation dipolaire.

Après avoir présenté et validé le modèle de calcul, nous allons l'utiliser pour évaluer les forces optiques sur des particules de Mie. Nous commencerons par vérifier les tendances observées à l'aide du modèle dipolaire puis nous étudierons l'influence d'autres paramètres comme la taille

des billes qu'il était impossible d'appréhender plus tôt. On gardera toutefois à l'esprit qu'il s'agit d'un modèle bidimensionnel et qu'il peut exister des différences de comportement entre un cylindre et une sphère.

2.4.2.3 Influence des caractéristiques géométriques des guides d'ondes.

Considérons un cylindre de verre de 250 nm de rayon déposé sur un guide en nitrure de silicium. Nous avons représenté sur la figure 2.19, les variations des forces de gradient verticales et de diffusion s'exerçant sur l'objet en fonction de l'épaisseur de la couche guidante. Nous avons comparé les résultats obtenus numériquement sous Femlab à ceux donnés par un modèle de cylindre dipolaire.

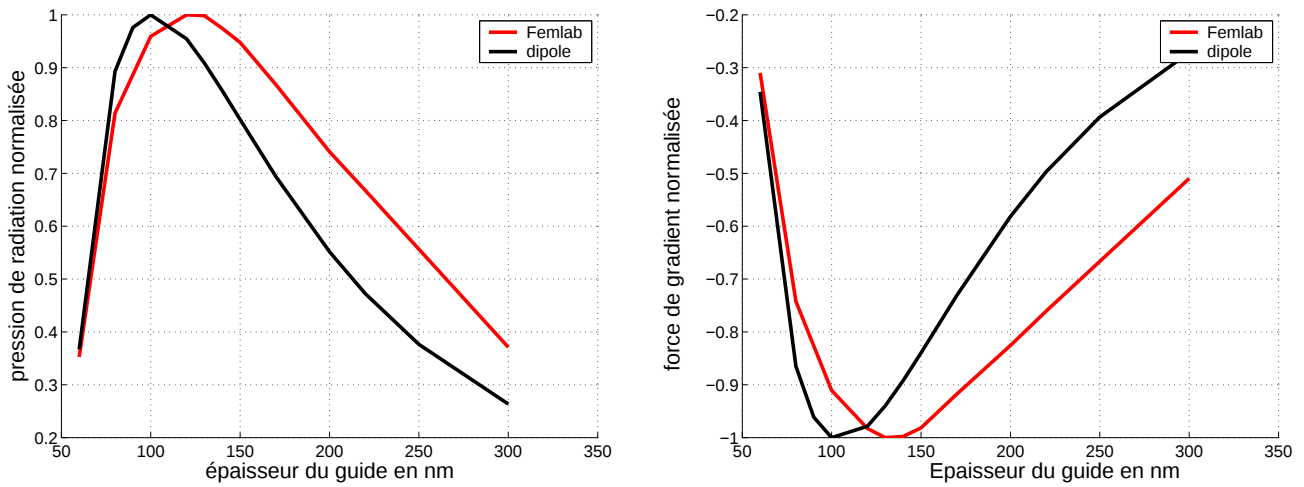


FIG. 2.19 – **Influence de l'épaisseur du guide d'onde.** Cas d'une particule diélectrique ($n=1.55$) cylindrique, de rayon 250 nm, sur un guide en nitrure de silicium

Par les deux approches, **on met en évidence une épaisseur de guide optimale pour le déplacement des particules** (cf. figure 2.19). Toutefois, la valeur de l'optimum trouvé par le calcul numérique est légèrement plus importante que celle déterminée analytiquement. Par ailleurs, on constate que les forces s'exerçant sur une particule de 250 nm de rayon sont surévaluées par l'approximation dipolaire.

2.4.2.4 Influence des matériaux composant le guide.

Comme dans le cas analytique, nous comparerons les technologies d'échange d'ions (potassium, césium, argent et thallium) à celles de dépôt de couches minces. Les valeurs des indices optiques associés à ces structures sont reportées dans le paragraphe 2.3.4.2. Pour limiter le nombre de calculs, nous n'étudierons qu'une épaisseur pour chaque type de structure. Celle-ci est proche de la valeur optimale du guide calculée par un modèle dipolaire. Les résultats sont regroupés dans le tableau 2.1.

TAB. 2.1 – Comparaison des forces optiques s'exerçant sur un cylindre de verre de 250 nm de rayon, sur différents types de guides d'ondes.

Guide	Δn	épaisseur μm	Pression radiation N/m	Force gradient N/m
Potassium	0.01	1.9	$9.8 \cdot 10^{-9}$	$-5.7 \cdot 10^{-8}$
Césium	0.04	1	$4.3 \cdot 10^{-8}$	$-2.7 \cdot 10^{-7}$
Argent	0.1	0.45	$2.1 \cdot 10^{-7}$	$-1.2 \cdot 10^{-6}$
Thalium	0.17	0.33	$3.3 \cdot 10^{-7}$	$-2.1 \cdot 10^{-6}$
Nitrure	0.52	0.2	$6.25 \cdot 10^{-7}$	$-4.5 \cdot 10^{-6}$

Comme pour l'approche dipolaire, les forces optiques sont largement plus intenses en surface des guides les plus confinés. Cependant, le facteur d'augmentation entre un guide potassium et un guide en nitrure n'est que de 64 contre 115 par un modèle dipolaire. Cette modération provient du fait que l'extension de l'onde évanescente est plus faible sur les guides les plus confinés ce qui pénalise le déplacement des objets de grande taille.

2.4.2.5 Influence de la polarisation de la lumière.

Comme nous l'avons montré dans le paragraphe (2.4.2.2), la polarisabilité d'un cylindre dépend de la direction de polarisation de la lumière. On s'attend donc à observer des variations importantes des forces optiques en fonction de ce paramètre.

D'un point de vue qualitatif, sur des particules diélectriques, les forces de pression de radiation sont positives et celles de gradient attractives vers les régions de forte intensité quelque soit la polarisation. Pour des cylindres métalliques, par contre, on met en évidence un comportement radicalement différent. Les forces de pression de radiation sont toujours positives mais celles de gradient changent de sens. **En polarisation TM, elles sont attractives alors qu'elles repoussent les particules vers les zones de faible intensité pour la polarisation TE** (cf. figure 2.20). Ces résultats concordent avec ceux mis en évidence par Arias et *al.* [97]. Bien qu'il soit difficile d'expliquer ce type de comportement qualitativement, l'observation de la répartition d'énergie dans le guide pour les deux polarisations met en évidence de profondes différences. En polarisation TE, la particule semble réfléchir fortement la lumière incidente ce qui crée un maximum d'énergie en amont de l'objet (cf. figure 2.20). Comme nous l'avons montré dans le chapitre 1 paragraphe 1.1.2, ce type de réflexion peut être à l'origine de forces de gradient répulsives. En polarisation TM, on observe une concentration d'énergie très importante sous la particule, légèrement en aval de celle ci. Les forces de gradient associées sont donc particulièrement intenses. Il est difficile d'identifier la provenance de ces effets. Toutefois, il ne semble pas qu'ils résultent d'une réflexion sur l'objet ce qui explique que les forces restent attractives. On notera que ce type de comportement est caractéristique d'un cylindre et non d'une sphère et que l'on

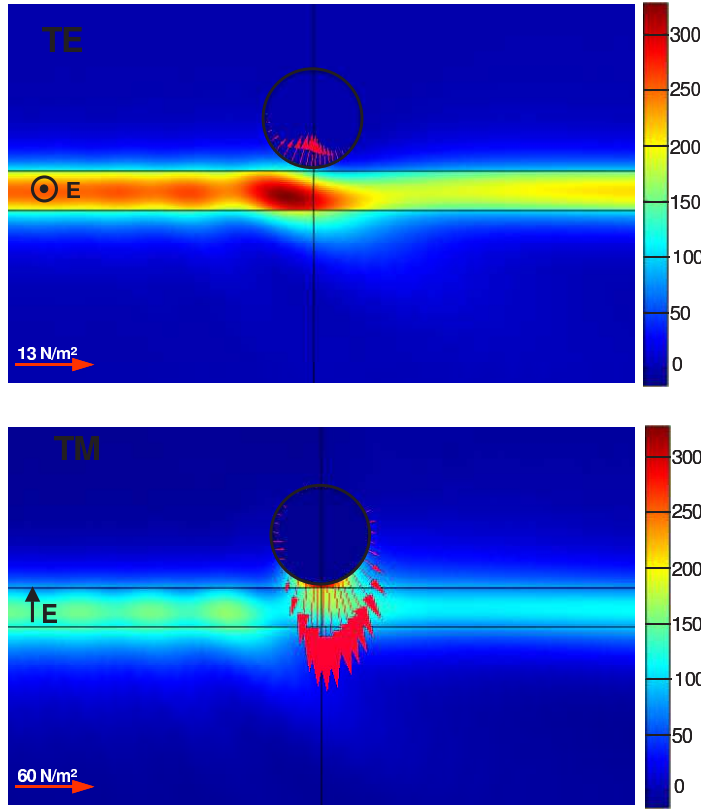


FIG. 2.20 – Influence de la polarisation de la lumière sur les forces optiques s'exerçant sur une particule d'or en surface d'un guide en nitrure de silicium. Représentation de la densité d'énergie électromagnétique dans la structure et du flux du tenseur des contraintes en surface d'une particule d'or de 250 nm de rayon (unités arbitraires). En haut, en polarisation TE, les forces de gradient résultantes sont répulsives. En bas, en polarisation TM, elles sont attractives. Par ailleurs, la répartition de l'énergie électromagnétique est très différente d'une polarisation à l'autre.

ne peut pas transposer ces résultats à un objet sphérique.

D'un point de vue quantitatif, **sur des particules diélectriques, la pression de radiation est plus forte en polarisation TE et les forces de gradient plus intense en TM** (cf. figure 2.21). C'est là une différence importante avec l'approximation dipolaire pour laquelle les forces sont toujours plus grandes en TM. Il conviendra là encore de vérifier si cette particularité est liée à la nature bidimensionnelle de la modélisation.

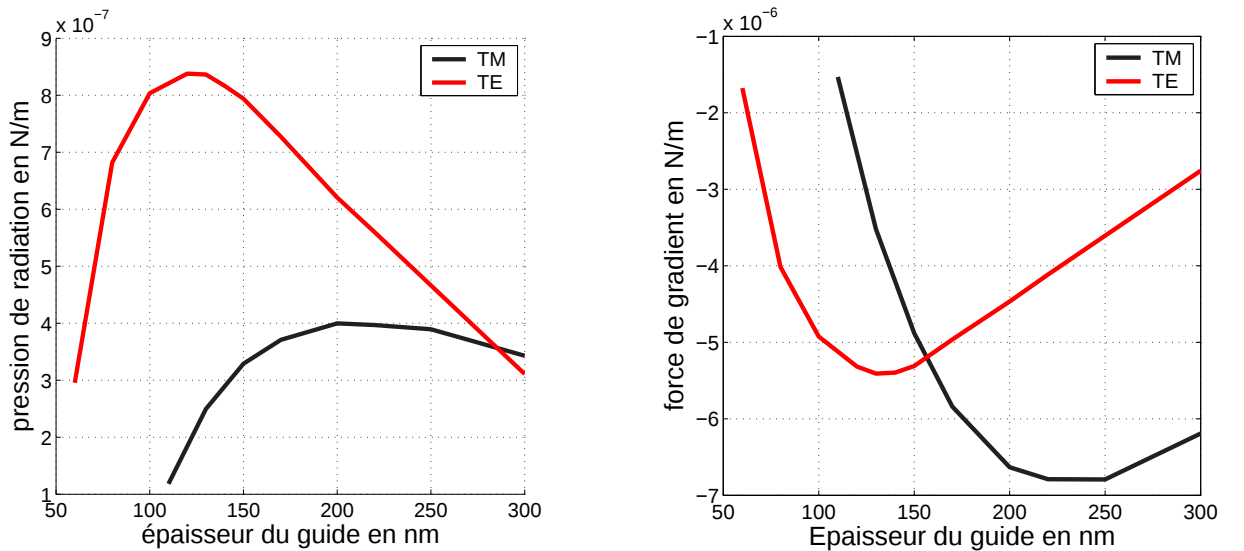


FIG. 2.21 – Influence de la polarisation de la lumière sur les forces optiques. Cas d'un cylindre diélectrique ($n=1.55$) de rayon 250 nm sur un guide en nitrure de silicium. La propulsion est théoriquement plus efficace en TE et le gradient plus intense en TM

2.4.2.6 Influence de l'altitude des particules.

Nous n'avons pas étudié l'influence de ce paramètre dans le modèle dipolaire car les forces sont alors simplement proportionnelles à l'intensité incidente (ou à son gradient) et donc complètement déterminées par la forme du champ évanescent. On a donc logiquement une décroissance exponentielle des forces optiques avec l'altitude de la particule. Toutefois, dans le cas d'une particule de Mie, l'interaction entre la lumière guidée et celle diffusée est plus importante notamment à cause des réflexions multiples entre le guide et la particule. Ainsi, l'étude des forces en fonction de l'altitude de la particule est caractéristique à la fois de la décroissance du champ et des phénomènes de diffusion multiples. Sur la figure 2.22, à gauche, nous avons reporté le logarithme des forces optiques en fonction de l'altitude de la bille. On constate que les décroissances sont à peu près linéaires et que les pentes sont différentes pour les deux polarisations. Ces effets du premier ordre sont uniquement liés à la forme du mode guidé.

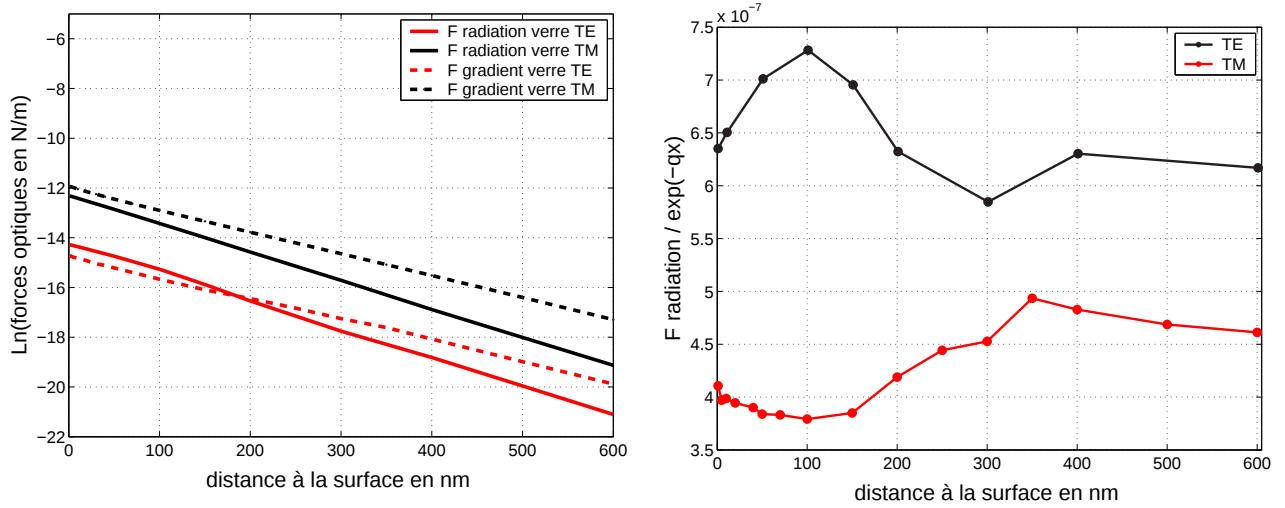


FIG. 2.22 – **Influence de l'altitude sur les forces optiques** s'exerçant sur une particule de verre en surface d'un guide en nitrure de silicium. A gauche, illustration de la décroissance exponentielle des forces à cause du champ évanescent. A droite, mise en évidence des oscillations créées par les réflexions multiples entre la bille et la surface.

Pour étudier plus complètement l'impact des diffusions multiples, nous avons normalisé les courbes en corrigeant la décroissance liée à la forme du champ. C'est-à-dire que l'on ne conserve que les perturbations qui se superposent à l'exponentielle décroissante. **On observe une oscillation des forces optiques créée par des interférences lumineuses. Celles ci proviennent des réflexions multiples entre la surface et la sphère.** On peut noter que ce type de comportement a déjà été mis en évidence théoriquement par Chaumet et *al.* [83].

2.4.2.7 Influence de la taille des particules.

Nous avons montré dans le paragraphe 2.3 que pour des particules de Rayleigh, les forces optiques augmentent proportionnellement à a^3 ou a^6 . On imagine bien cependant que lorsque la taille de l'objet est grande devant l'extension de l'onde évanescente, ses variations de taille auront un impact différent.

La figure 2.23 représente l'évolution des forces optiques en fonction de la taille des parti-

cules étudiées. On constate que quelque soit la polarisation, les forces s'exerçant sur des objets diélectriques augmentent avec leur taille. Pour des particules dont les rayons sont de l'ordre de la longueur d'onde, on voit aussi apparaître un phénomène d'oscillation des forces caractéristique des résonances de Mie.

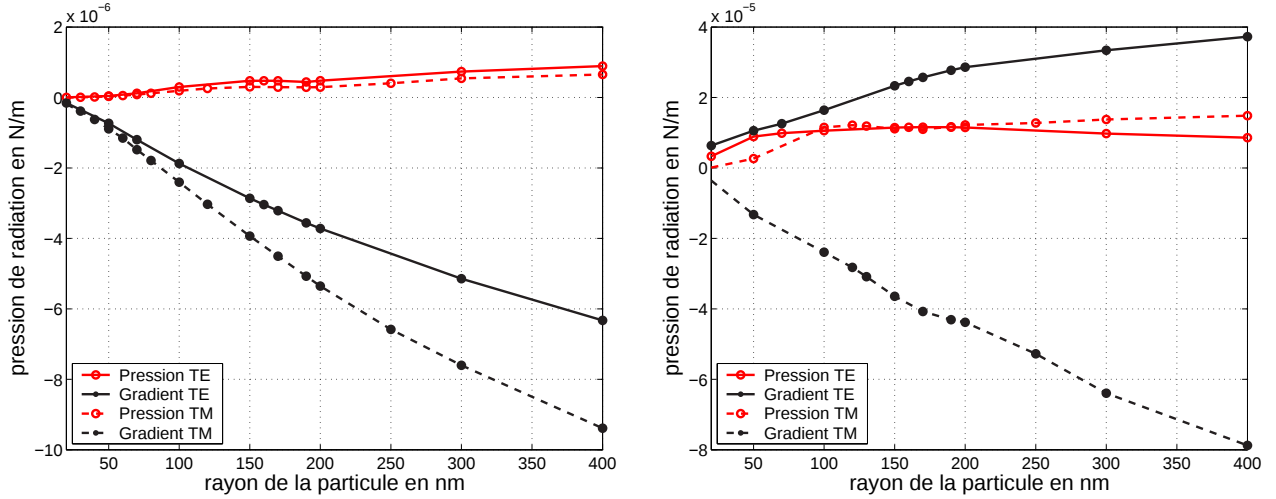


FIG. 2.23 – **Influence de la taille des particules.** A gauche, cas d'une bille de verre sur un guide en nitrure de silicium, à droite, cas d'une bille d'or sur le même guide.

Le comportement des objets métalliques est assez différent. **En polarisation TE par exemple, on constate que les forces de pression de radiation s'exerçant sur une bille d'or décroissent lorsque son rayon excède 200 nm.** Ceci peut s'expliquer par le fait que l'effet de peau limite le volume de la particule "accessible" au champ. Cependant, ce phénomène n'existe pas en polarisation TM. Quant aux forces de gradient, elles sont de signe opposé pour les deux polarisations et croissent avec le rayon du cylindre. Comme pour ce qui concerne la polarisation, ce modèle semble difficilement transposable à une particule sphérique car l'expression de la polarisabilité d'un cylindre est différente de celle d'une bille.

2.4.2.8 Conclusion.

De cette partie, il ressort plusieurs choses importantes. Tout d'abord, nous avons illustré une approche originale de calcul des forces optiques par la méthode des éléments finis. Les précisions obtenues sont de l'ordre du pourcent ce qui est suffisant pour nous aider à dégager des tendances. Ainsi, nous avons pu confirmer à la fois l'efficacité des guides en nitrure de silicium et l'existence d'une épaisseur du guide d'onde optimale pour le déplacement de particules.

Au-delà de ces aspects, nous avons mis en évidence des différences fondamentales avec le modèle d'une sphère dipolaire comme l'existence de forces de gradient répulsives pour l'or en polarisation TE. Nous avons pu explorer l'impact de paramètres inaccessibles par un modèle dipolaire, comme l'influence des réflexions multiples ou encore de la taille des particules.

Toutefois, il ne faut pas oublier que tous ces résultats se rapportent à un cylindre infini et qu'on ne peut pas évaluer a priori leur degré de validité dans le cas d'une sphère. Il semble donc primordial d'utiliser un modèle tridimensionnel, plus lourd, qui nous permettra de confirmer ou d'infirmer ces tendances.

2.4.3 Calcul des forces optiques sur une particule de Mie

La simulation tridimensionnelle du problème présente l'avantage d'être très proche de la réalité. Toutefois, sa précision est fortement restreinte par les tailles mémoires des ordinateurs disponibles pour le calcul. Après avoir décrit le modèle utilisé, nous veillerons donc évaluer à les précisions de calcul en fonction du pas du maillage.

2.4.3.1 Modélisation du guide d'onde

Principe En trois dimensions, le logiciel Femlab permet à la fois de calculer les modes propres associés au guide d'onde et d'injecter ces modes numériques à l'entrée du guide. On obtient ainsi une structure 3D représentant le mode guidé (cf. figure 2.24). Pour limiter les réflexions sur l'interface de sortie du guide, on insère un matériaux absorbant et anisotrope aux frontières (PML) qui absorbe le mode sans le réfléchir.

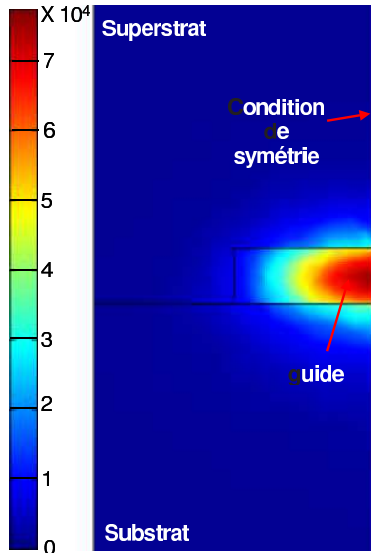
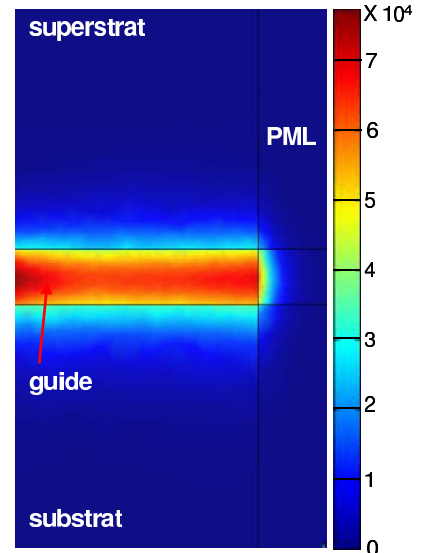


FIG. 2.24 – Modèle numérique Femlab d'un guide en nitrure de silicium utilisé pour le calcul des forces optique en 3D. A gauche, vue de face, les modes propres d'un guide sont calculés sur cette frontière puis injectés dans la structure pour simuler une propagation. A droite, vue de côté du guide. On voit le mode guidé puis les PML placés aux frontières.



De plus, afin de réduire la taille du problème en terme de mémoire, on utilise une condition de symétrie ou d'antisymétrie au centre du guide qui impose la propagation d'un mode TE ou TM. On ne modélise donc, en pratique, que la moitié du guide. Comme pour le cas bidimensionnel, et sauf précision, nous travaillerons sur **un demi-guide d'onde en nitrure de silicium** ($n_s = 1.46$, $n_g = 1.98$, $n_c = 1.33$) **d'une épaisseur de 200 nm et d'une largeur de $1\mu m$, en polarisation Transverse Electrique (TE)**. Les normalisations en puissance correspondent à une puissance modale $P=1W$.

Convergence de la méthode Comme dans le cas 2D, on évalue l'erreur numérique liée à la discrétisation en caractérisant les pertes de propagation sur une distance de $1\mu m$ dans le guide ainsi que l'amplitude des oscillations de surface en fonction du pas du maillage utilisé dans la couche guidante (cf. figure 2.25).

On note que la convergence est plus lente que dans le cas bidimensionnel. Pour un pas de maillage sur le guide de 50 nm, les pertes de propagation sont inférieures à 8% et l'amplitude des oscillations est de l'ordre de 30%. Ces valeurs sont relativement importantes mais elles restent

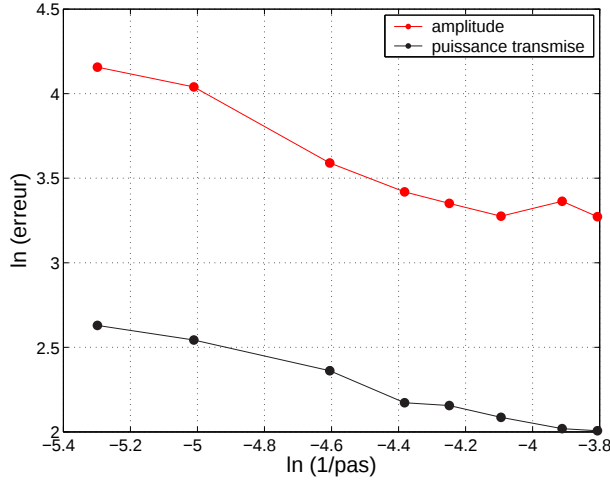


FIG. 2.25 – Etude de la convergence du modèle numérique 3D sur un guide en nitrure de silicium en polarisation TE. Nous avons représenté le logarithme de l'erreur numérique en fonction de celui de l'inverse du pas du maillage. L'erreur correspond aux pertes de propagation en % pour la courbe noire et à l'amplitude des oscillations en % pour la courbe rouge. L'erreur numérique décroît lorsque le maillage se resserre.

suffisantes pour nous permettre d'évaluer les ordres de grandeur des forces mises en jeu. Nous utiliserons donc, par défaut un pas maximal de 50 nm sur le guide.

2.4.3.2 Calcul des forces optiques sur une sphère

Principe Conformément à ce qui a été exposé en début de chapitre (cf. paragraphe 2.1.1), les forces optiques s'exerçant sur la particule sont calculées à l'aide du tenseur des contraintes de Maxwell. La surface d'intégration utilisée est le contour extérieur de la bille et, pour éviter que cette surface ne coupe le guide, la particule est disposée à 1 nm au-dessus de la surface. Comme dans le cas 2D, la normalisation en puissance au niveau du guide d'onde permet d'exprimer les forces directement en N. Par défaut, le type de particule étudiée sera une bille de verre ($n=1.55$) d'un rayon de 250 nm. Nous nous sommes limités à l'étude de particules de tailles relativement faibles afin de réduire la taille de la zone de calcul.

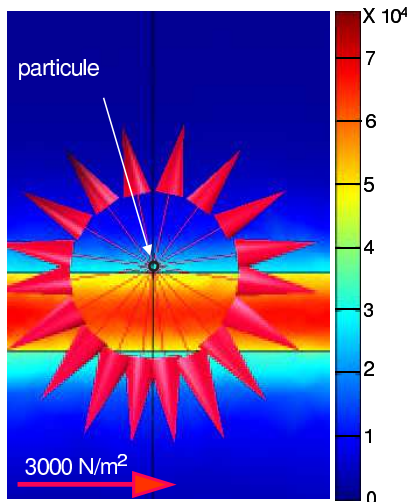
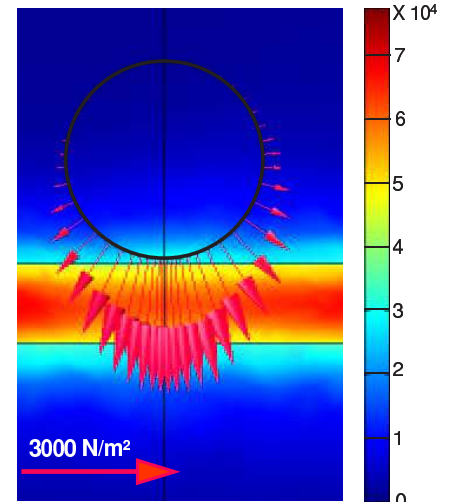


FIG. 2.26 – Représentation de la densité d'énergie électromagnétique dans un plan parallèle au guide d'onde et des forces élémentaires s'exerçant sur chaque élément de surface de particules (unités arbitraires). A gauche, cas d'une particule de verre de 10 nm de rayon et à droite de 250 nm de rayon. Globalement la répartition des forces est assez similaire au cas 2D.



Par ailleurs, pour des particules diélectriques, il est possible de représenter la répartition des forces s'exerçant sur chaque élément de la surface de la sphère. Cet aspect procure une meilleure intuition des phénomènes physiques mis en jeu. Par contre, pour des objets métalliques, la superposition des contributions surfaciques et volumiques est délicate à prendre en compte. Sur ce type d'objets, nous ne représenterons pas les forces locales mais le flux du tenseur

des contraintes sur la surface de l'objet.

Approche qualitative Sur la figure 2.26, nous avons représenté les forces surfaciques s'exerçant sur une particule de verre ($n=1.55$) de 10 nm de rayon à gauche et de 250 nm de rayon à droite. Dans une coupe parallèle au guide, la répartition des forces est assez similaire à celle calculée en deux dimensions. Globalement, les forces résultantes ont tendance à attirer la bille sur le guide et à la propulser le long de celui-ci. Latéralement, la résultante des forces doit-être nulle au centre du guide mais l'étude d'une demi-particule **permet de mettre en évidence une contrainte d'étirement de la bille sous l'action du champ.**(cf. figure 2.27).

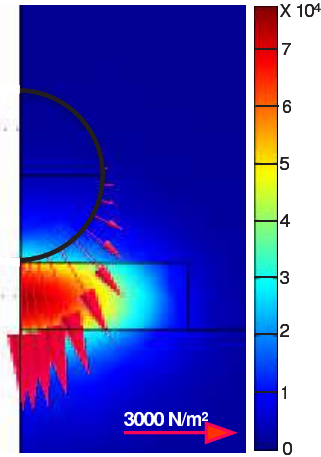
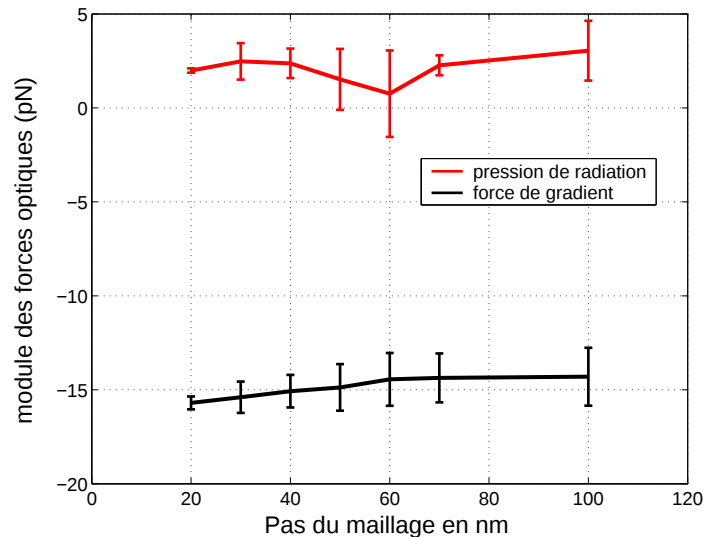


FIG. 2.27 – Mise en évidence des effets liés au confinement latéral du champ. Coupe de la structure dans un plan perpendiculaire à la direction de propagation de la lumière. La particule de verre ($r = 250$ nm) est étirée par l'action du gradient de champ latéral.

Influence du maillage sur la particule Comme pour le cas 2D, il convient d'étudier l'influence du maillage sur la particule sur les valeurs de forces optiques calculées. Pour cela, on calcule les forces s'exerçant sur une particule de même indice que le milieu extérieur ($n=1.33$). Dans cette configuration et pour un pas de discrétisation qui tend vers zéro, les forces résultantes doivent être nulles. Dans le cas d'un pas de maillage de dimension fini, elles sont caractéristiques de l'erreur numérique sur les forces calculées. Sur la figure 2.28, nous avons reporté les valeurs des forces calculées pour différents maillages sur une particule de verre ainsi que l'erreur numérique associée évaluée sur une bille d'indice $n=1.33$.

FIG. 2.28 – Influence du maillage de la particule sur le calcul des forces optiques. Cas d'une bille de verre de 250 nm de rayon en surface d'un guide nitrure de silicium, en polarisation TE. les barres d'erreur correspondent aux forces résiduelles s'exerçant sur une particule ayant le même indice que le superstrat. Globalement, l'erreur numérique diminue lorsque le maillage se resserre.



Globalement, lorsque le pas se resserre, l'erreur numérique diminue. De plus, les valeurs calculées avec un maillage serré se trouvent systématiquement dans les barres d'erreur correspondant à un maillage plus lâche. On peut donc considérer que **si le guide est correctement décrit, l'incertitude sur les forces optiques est donnée par la valeur de cette erreur numérique**. Pour un pas de 30 nm sur la bille, l'erreur sur la pression de radiation est de 20% et celle sur les forces de gradient d'environ 3%. Comme ces erreurs sont relativement conséquentes, nous veillerons, dans toute la suite, à tracer les barres d'erreurs associées au calcul. On notera qu'il nous est matériellement impossible d'augmenter la précision du calcul car pour un nombre de points trop grand, la mémoire vive du PC est insuffisante pour stocker les matrices correspondantes. Malgré cela, le temps de calcul reste assez faible : environ 10 minutes pour la structure décrite ci-dessus.

Comparaison au modèle dipolaire Après avoir montré la convergence du modèle numérique, nous allons confronter ces résultats à ceux que l'on trouve par un modèle analytique. On étudiera donc des particules de petite taille pour lesquelles on se situe dans le domaine de validité de l'approximation dipolaire. Les résultats sont regroupés sur la figure 2.29.

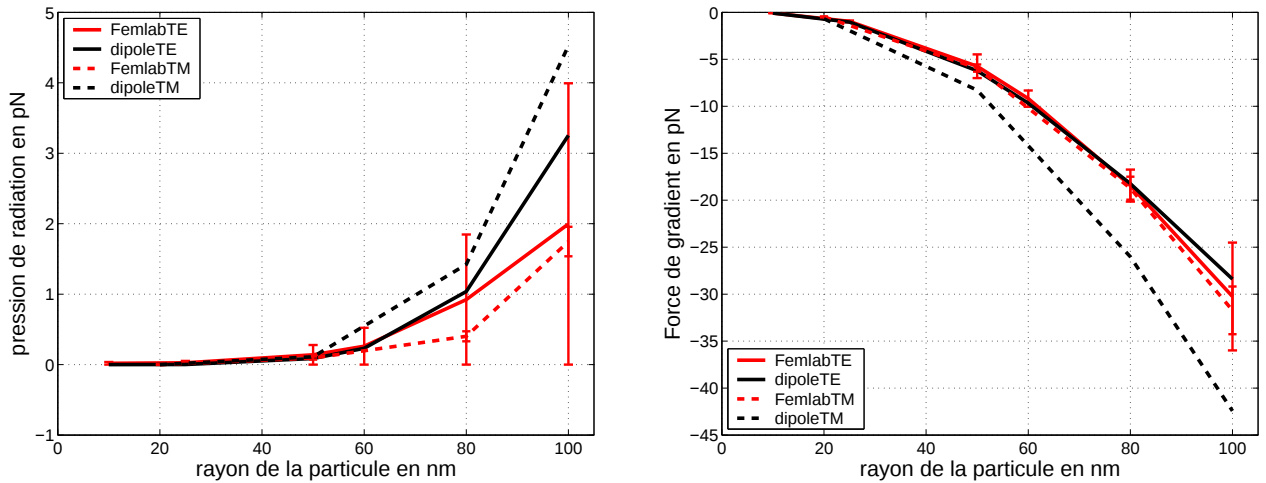


FIG. 2.29 – Comparaison des forces optiques calculées à l'aide d'un modèle dipolaire et numériquement par l'intermédiaire du tenseur des contraintes de Maxwell. Cas d'une particule de verre en surface d'un guide en nitrure de silicium.

La concordance entre les deux modèles est bonne, particulièrement pour la polarisation TE. En ce qui concerne la polarisation TM, on observe des différences plus importantes, conformément à ce que Jaising et *al.* [81] ont mis en évidence par un modèle analytique. On notera par ailleurs que pour des particules ayant un rayon supérieur à 50 nm, l'écart entre les deux modèles se creuse ce qui illustre le fait que l'on quitte le régime de validité de l'approximation dipolaire.

Après avoir présenté et validé le modèle de calcul, nous allons l'utiliser pour évaluer les forces optiques sur des particules de Mie. Nous tenterons de comparer les modèles 2D et 3D pour valider ou infirmer les tendances mises en évidence dans le paragraphe précédent. Nous nous intéresserons plus particulièrement aux particules métalliques pour lesquelles nous avons observé des comportements fortement dépendant de la direction de polarisation de la lumière.

Au-delà de ces aspects, nous étudierons aussi les points spécifiquement liés à une simulation 3D comme les effets de confinement latéral du champ sur la particule.

2.4.3.3 Influence des matériaux composant le guide d'onde

Comme pour les précédentes approches théoriques, nous allons comparer les technologies d'échange d'ions potassium et césium à celles de dépôt de couches minces en nitrure de silicium. Les valeurs des indices optiques associés à ces structures sont reportées dans le paragraphe 2.3.4.2. A la différence des autres approches, le modèle 3D permet de prendre en compte les effets de confinement latéraux du champ. Les caractéristiques géométriques des guides étudiés ainsi que les résultats obtenus pour une particule de verre de 250 nm de rayon sont regroupés dans le tableau 2.2.

TAB. 2.2 – Comparaison des forces optiques s'exerçant sur une particule de verre de 250 nm de rayon sur différents types de guides d'ondes.

Guide	Δn	épaisseur	largeur	Pression radiation	force gradient
Potassium	0.01	$1.9\mu m$	$4\mu m$	0.15 pN/W	-0.9 pN/W
Césium	0.04	$1\mu m$	$3\mu m$	0.6 pN/W	-4 pN/W
Nitrure	0.52	$0.2\mu m$	$1\mu m$	16.5 pN/W	-19 pN/W

Ces résultats prouvent, une fois encore, l'efficacité des guides en nitrure de silicium. On retrouve un facteur d'accroissement des forces de l'ordre de 100 entre des structures en nitrure de silicium et de guides potassium. Ce rapport est supérieur à celui calculé en deux dimensions. Cet effet s'explique par l'augmentation du confinement latéral du champ dans les guides en nitrure de silicium. Il compense les pertes d'efficacité de propulsion, mises en évidence en 2D, et liées à la décroissance plus rapide de l'onde évanescente sur ces guides.

2.4.3.4 Influence de la polarisation de la lumière

Cas des particules diélectriques Conformément aux autres modèles présentés, pour ce type d'objet, on trouve des forces de gradient attractives vers les zones de forte intensité lumineuse quelle que soit la polarisation. D'un point de vue quantitatif, comme avec le modèle 2D, **la pression de radiation est plus forte en polarisation TE et les forces de gradient plus intenses en TM** (cf. figure 2.30). D'autre part, la présence d'une épaisseur du guide d'onde optimisant les forces optiques semble être confirmée. Sa valeur est cependant légèrement différente pour la pression de radiation et les forces de gradient.

Cas des particules métalliques En ce qui concerne les objets métalliques, on confirme les tendances dégagées en 2D. **En polarisation TE, les forces de gradient sont répulsives alors qu'elles sont attractives en polarisation TM.** Latéralement, on peut noter que le flux du tenseur de Maxwell s'inverse avec la polarisation : il est dirigé vers l'intérieur de la bille

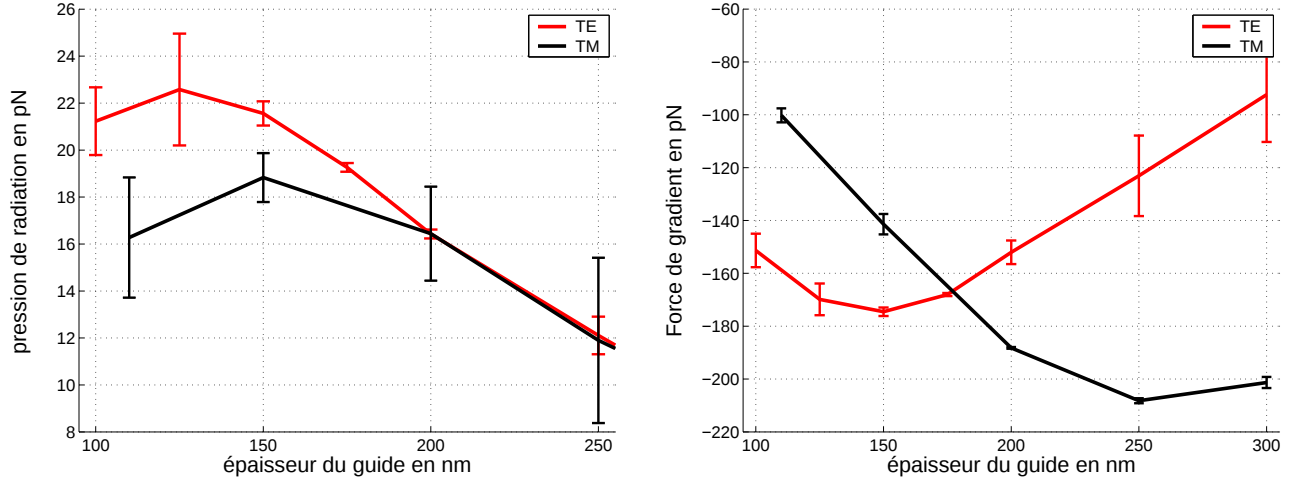


FIG. 2.30 – **Influence de la polarisation sur les forces optiques** s'exerçant sur une particule de verre de 250 nm de rayon en surface d'un guide nitrure. La pression de radiation est plus forte en TE et les forces de gradient plus intenses en TM.

en TE et vers l'extérieur en TM. On constate que les répartitions d'énergie associées aux deux polarisations sont très similaires à celles calculées en 2D. En polarisation TE, on retrouve un phénomène de réflexion sur la surface de l'objet qui crée un maximum d'énergie en amont de la particule (cf. figure 2.31) et peut être à l'origine de forces de gradient répulsives. En polarisation TM, on retrouve une concentration d'énergie très importante sous la bille qui génère des forces de gradient attractives et particulièrement intenses. Ces différences illustrent les conditions des conditions aux limites très différentes entre ces deux configurations.

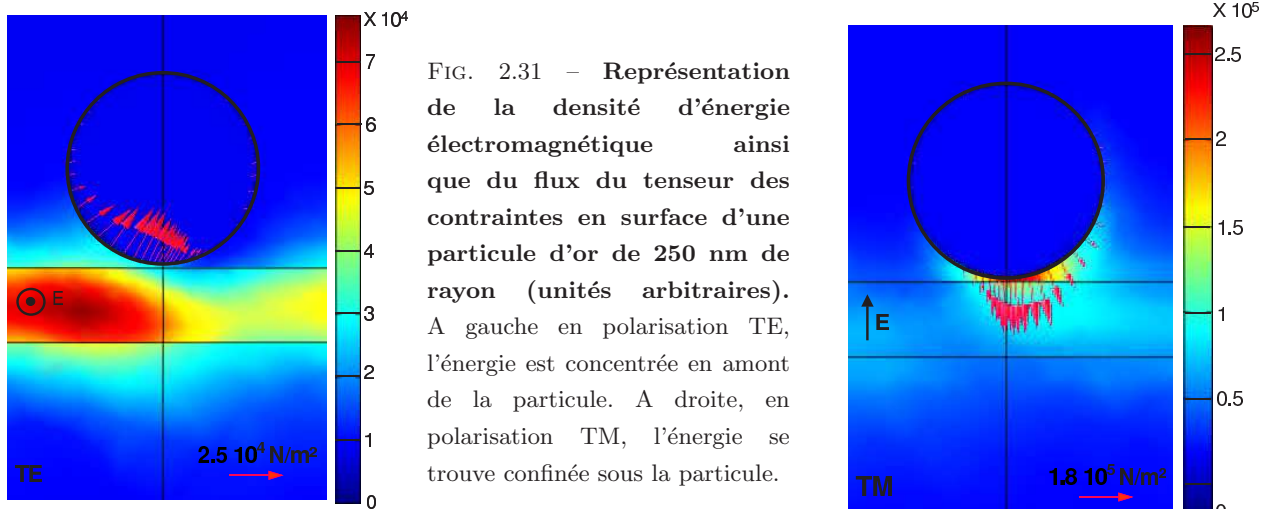


FIG. 2.31 – **Représentation de la densité d'énergie électromagnétique** ainsi que du flux du tenseur des contraintes en surface d'une particule d'or de 250 nm de rayon (unités arbitraires). A gauche en polarisation TE, l'énergie est concentrée en amont de la particule. A droite, en polarisation TM, l'énergie se trouve confinée sous la particule.

2.4.3.5 Influence de la taille des particules

C'est ici réellement un point clé de nos modélisations puisque l'influence de ce paramètre n'est pas accessible par le modèle dipolaire.

Particules diélectriques La figure 2.32 représente l'évolution des forces optiques en fonction de la taille des objets étudiées. Quelle que soit la polarisation, les forces s'exerçant sur des

particules diélectriques augmentent avec leur taille de façon similaire à ce que nous avons mis en évidence dans le cas bidimensionnel. Nous n'avons pas pu observer les phénomènes de résonances de Mie pour des particules micrométriques car le nombre de points associés à ces calculs est trop important pour la mémoire vive disponible.

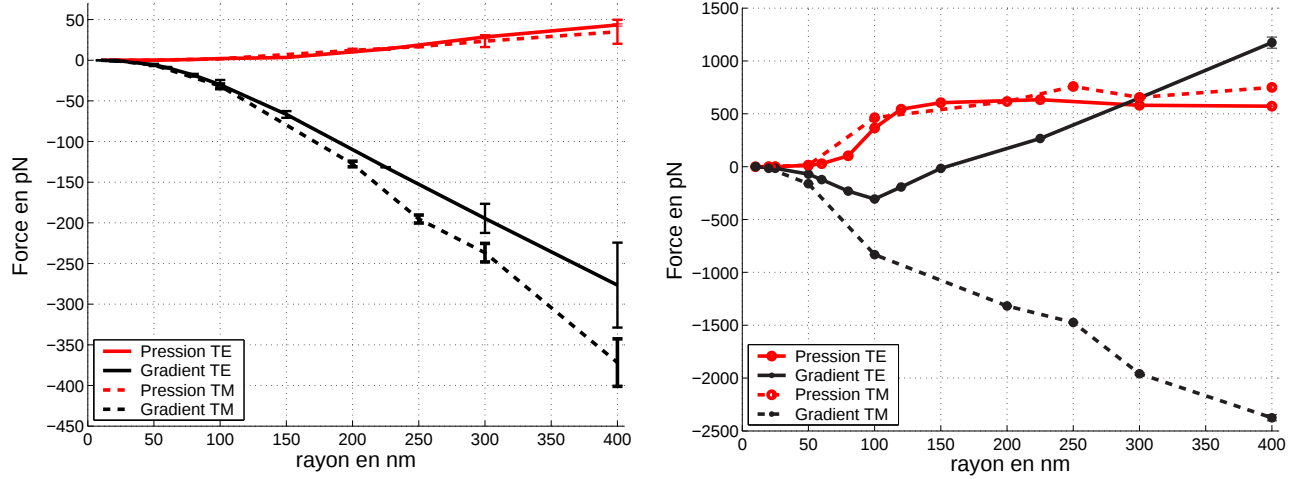


FIG. 2.32 – Influence de la taille des particules sur les forces optiques en surface d'un guide en nitrure de silicium. A gauche, les forces augmentent avec la taille des particules de verre. A droite, mise en évidence de comportements atypiques des particules d'or.

Particules métalliques Le comportement des particules métalliques est, par ailleurs, assez différent de celui mis en évidence en 2D. On peut noter que:

- Les forces de pression de radiation sont similaires pour les deux polarisations.
- Au-delà d'un rayon de 200nm, **ces forces restent à peu près constantes ce qui signifie que les vitesses de déplacement associées vont décroître**. Cet effet pourrait être expliqué par la présence d'un effet de peau qui limite le volume d'interaction entre la particule et le champ.
- **Au niveau des forces de gradient, on observe, en polarisation TE, une inversion du signe des forces lorsque la particule grossit** (cf. figure 2.32). En effet, dans le régime de l'approximation dipolaire, les forces sont attractives mais elles deviennent répulsives dès que l'on quitte ce régime.

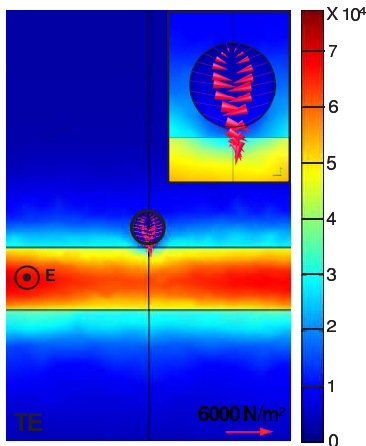
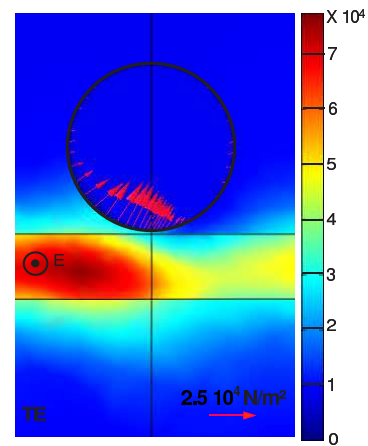


FIG. 2.33 – Influence de la taille des particules. Mise en évidence des différences de comportement entre une petite bille d'or ($a = 50$ nm) et une grosse particule ($a = 250$ nm) en polarisation TE. Sur la particule de 50 nm de rayon, les forces de gradient sont attractives. Elles sont répulsives pour une particule de 250 nm de rayon.



Pour expliquer qualitativement ce changement de signe des forces de gradient, nous avons représenté sur la figure 2.33, la répartition d'énergie associée à une particule de 50 nm de rayon (à gauche) et de 250 nm de rayon (à droite). On constate que lorsque la particule est de petite taille, elle perturbe peu le champ guidé et se trouve attirée vers le guide. Son comportement reste toutefois différent de celui des particules diélectriques car latéralement le flux du tenseur des contraintes est dirigé vers l'extérieur de la particule (cf. figure 2.34). A l'inverse, lorsque la bille grossit, son interaction avec le champ guidé s'accroît et elle réfléchit assez fortement la lumière incidente. Les forces verticales de gradient deviennent répulsives et le flux latéral du tenseur des contraintes est cette fois dirigé vers l'intérieur de la particule.



Dans cette partie, nous avons mis en évidence des différences de comportement significatives entre des particules diélectriques et métalliques. Nous avons montré que ces écarts sont liés à la fois à la direction de polarisation de la lumière et à la taille des objets étudiés. Il semble maintenant important d'étudier l'influence du confinement latéral du champ sur ces objets. En effet, on peut se demander si les forces de gradient latérales se comportent comme les forces de gradient verticales ou si elles présentent des caractéristiques différentes. De même il nous faut déterminer si le signe des forces de gradient dépend de la distance entre la particule et la surface. Il convient donc d'étudier la forme du puits de potentiel généré par le champ évanescent. Nous commencerons par analyser l'influence de l'altitude de la particule.

2.4.3.6 Influence de la distance entre la particule et la surface

Comme dans le cas 2D, on observe une décroissance exponentielle des forces avec l'altitude de la particule. **Pour des billes diélectriques, les forces de gradient forment un puits de potentiel, alors qu'elles engendrent un potentiel répulsif pour des billes d'or en polarisation TE.** L'aspect répulsif des forces est confirmé quelle que soit l'altitude (cf. figure 2.35), ce qui prouve que ce n'est pas un effet local lié aux réflexions multiples entre la bille et le guide. De plus, contrairement à toutes les autres configurations (billes diélectriques ou métalliques en TM), les forces de gradient sont inférieures à celles de pression de radiation. On notera que nous n'étudierons pas l'influence des réflexions multiples entre la bille et l'interface à cause de la précision calcul très importante que demande cette étude.

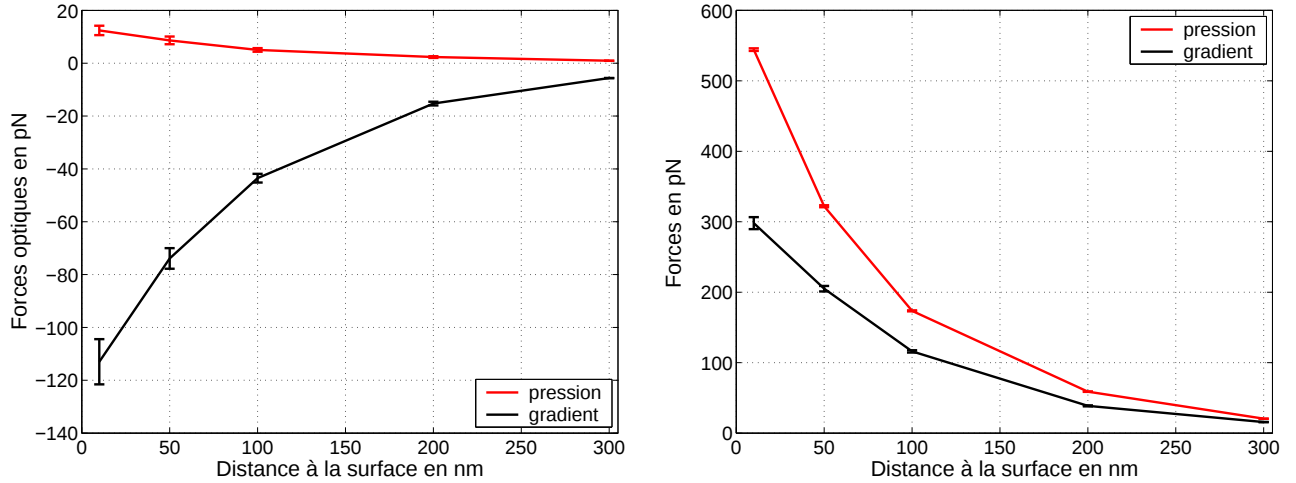


FIG. 2.35 – **Influence de l'altitude de la particule sur les forces optiques.** A gauche, cas d'une bille de verre de 250 nm de rayon sur un guide en nitrure de silicium. A droite, même courbe mais pour une particule d'or en polarisation TE. On observe une décroissance exponentielle des forces perpendiculairement au guide. Les actions attractives ou répulsives du champ sont confirmées et ne dépendent pas de l'altitude de la particule

Après avoir sondé la direction verticale du puits de potentiel, nous allons étudier ces caractéristiques latérales.

2.4.3.7 Influence de la position latérale des particules.

Cette approche est légèrement différente de celle employée jusqu'ici puisqu'elle nécessite de modéliser l'intégralité du guide d'onde et de la particule. Cet aspect est relativement pénalisant en ce qui concerne le nombre de points de calcul et se traduit inévitablement par une augmentation des erreurs numériques. Nous avons tout de même choisi de faire ces calculs qui, à défaut de procurer une connaissance quantitative des phénomènes, permettent de mieux appréhender les aspects qualitatifs.

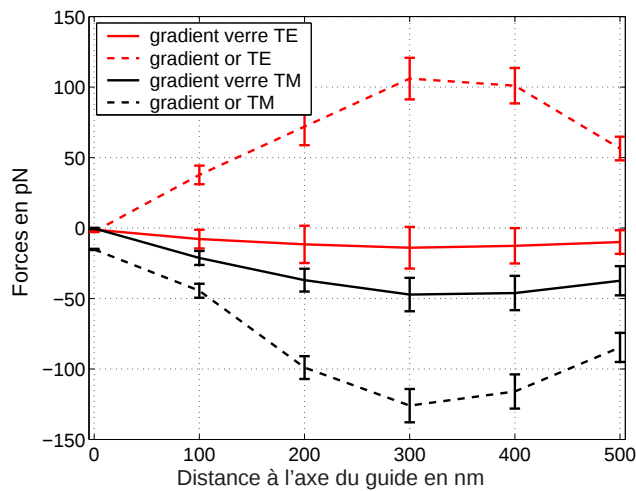


FIG. 2.36 – **Influence du confinement latéral du champ sur les particules.** Pour des billes de verre et des billes d'or ($a = 250$ nm), en polarisation TM, les forces de gradient latérales ont tendance à attirer la particule sur l'axe du guide. Pour des billes d'or en polarisation TE, les forces de gradient latérales sont répulsives et tendent à expulser la particule du guide.

Pour des particules diélectriques, les forces latérales de gradient sont, à l'image des forces de gradient verticales, attractives vers les zones de forte intensité (cf. figure 2.36). Le piégeage est légèrement plus important en polarisation TM. En ce qui concerne les billes d'or, les forces de gradient latérales sont attractives en polarisation TM et répulsives en polarisation TE. L'am-

plitude de ces forces est plus importante en polarisation TM. Par ailleurs, on constate que sur ce type de guide, l'amplitude des forces de gradient latérales sur une particule métallique est environ 2 à 3 fois plus faible que celles de gradient verticales.

2.4.3.8 Conclusion

Dans cette partie, nous avons montré que la méthode des éléments finis se prête aussi au calcul des forces optiques en trois dimensions. Cependant, les limitations en terme de mémoire réduisent assez fortement la précision des calculs. Toutefois, cette méthode reste intéressante pour sa flexibilité et les temps de calcul relativement courts (10 min) qu'elle requiert.

Elle nous a permis de confirmer les tendances dégagées par un modèle 2D pour des particules diélectriques. Notamment, les effets de polarisation, l'influence de l'épaisseur et des matériaux composant le guide d'onde ainsi que l'augmentation des forces optiques avec la taille des particules sont similaires dans les deux cas. Par ailleurs, nous avons mis en évidence la présence d'un puits de potentiel tridimensionnel engendré par le confinement latéral du guide.

De plus, l'étude de particules métalliques souligne clairement le fait que le signe de forces de gradient s'exerçant sur des métaux ne peut pas être déterminé a priori. Il est non seulement dépendant de la direction de polarisation de la lumière mais aussi de la taille des objets étudiés. Il semble que l'intensité des phénomènes de réflexion du champ évanescent sur la surface de la particule conditionne le signe des forces calculées.

2.5 Conclusion Générale

Ce chapitre, concernant la modélisation des forces optiques sur les milieux matériels nous a permis de mieux cerner les phénomènes physiques intervenant dans le déplacement optique des particules. On retiendra plusieurs aspects qui nous paraissent particulièrement importants :

- Tout d'abord, il existe un formalisme général, basé sur le tenseur des contraintes de Maxwell, qui permet d'exprimer les forces optiques s'exerçant sur un objet de taille et de forme quelconque, éclairé par un champ arbitraire. La difficulté de ce type de modélisation réside uniquement dans le calcul du champ total (incident et diffusé) entourant l'objet d'intérêt. Connaissant les forces exercées sur la particule, on peut évaluer leur vitesse de déplacement, dans un liquide de viscosité donnée, par la loi de Stokes.
- Dans le cas de particules de Rayleigh ($a \ll \lambda$), les modalités du calcul sont particulièrement simples puisque le champ incident n'est pas perturbé par la présence de l'objet. Il est donc possible de déduire une expression complètement analytique des forces s'exerçant sur ce type de particules en surface d'un guide d'onde plan infini. Ce type de modèle permet de dégager rapidement les paramètres les plus pertinents dans une perspective d'optimisation des dispositifs existants. Par exemple, on montre que l'utilisation de guides d'onde à fort saut d'indice devrait permettre des améliorations importantes en terme de vitesse de déplacement.
- Pour des particules de Mie, les descriptions analytiques sont beaucoup plus complexes. C'est pourquoi nous avons choisi une approche numérique basée sur la méthode des

éléments finis. Elle permet de calculer les force optiques sur des structures variées avec des précisions de l'ordre d'une dizaine de pourcents et constitue à ce titre un véritable outil de conception optique.

- Que ce soit dans le cadre de simulations 2D ou 3D, ce modèle nous a permis de mettre en évidence des comportements originaux des particules métalliques en fonction de la direction de polarisation de la lumière. On retiendra tout particulièrement le fait que le signe des forces de gradient exercées par une onde évanescente sur une particule d'or peut changer à la fois avec la direction de polarisation de la lumière et avec la taille des particules étudiées.

Chapitre 3

Dispositif et méthodes expérimentales.

Dans ce chapitre, nous décrirons le dispositif expérimental que nous avons mis en place pour étudier le déplacement de particules sur des guides d'onde. Nous évoquerons dans une première partie le dispositif à proprement parler ainsi que le cahier des charges qui lui était associé. Dans une deuxième partie, nous décrirons les échantillons utilisés et leurs caractéristiques. Nous détaillerons enfin les outils de traitement des données que nous avons développés notamment, pour caractériser le mouvement des particules.

3.1 Dispositif expérimental.

3.1.1 Cahier des charges

La construction d'un banc basé sur l'utilisation de forces optiques constitue, au niveau du laboratoire, le point de départ d'une nouvelle thématique. Au-delà d'un dispositif de manipulation de particules par forces radiatives, le banc optique que j'ai développé devait répondre à un certain nombre de caractéristiques imposées par des considérations pratiques ou par les applications visées. Les principaux aspects de ce cahier des charges sont :

1. La longueur d'onde de travail qui doit autoriser le déplacement des objets tout en préservant leur intégrité. Cet aspect est particulièrement contraignant pour des objets biologiques.
2. La puissance du laser utilisé est un élément clé puisqu'elle doit être suffisante pour permettre d'obtenir une puissance modale guidée de plusieurs centaines de milliwatts.
3. Le banc doit être suffisamment modulaire pour autoriser le travail sur des guides d'onde de nature (échange d'ions ou dépôt de couches minces) et de tailles très différentes.
4. La sécurité laser doit être garantie pour tout utilisateur y compris pour des biologistes non familiarisés à l'utilisation de lasers.

3.1.2 Instrumentation

3.1.2.1 Principe général

L'outil de déplacement optique de particules que nous avons mis en place est un instrument qui doit permettre d'observer et de quantifier le déplacement de particules situées en surface d'un guide d'onde. Il est constitué de quatre blocs fonctionnels différents que nous décrirons par la suite (cf. figure 3.1) :

- une zone de conditionnement du faisceau laser
- une partie dédiée à l'injection et au guidage de la lumière
- un système de visualisation des particules
- un outil de contrôle et de mesure des caractéristiques du mode guidé.

Le principe d'utilisation est simple. On place une chambre contenant de l'eau et des particules sur l'échantillon, on injecte la lumière dans le guide d'onde et on vient observer le mouvement des particules au dessus de la surface.

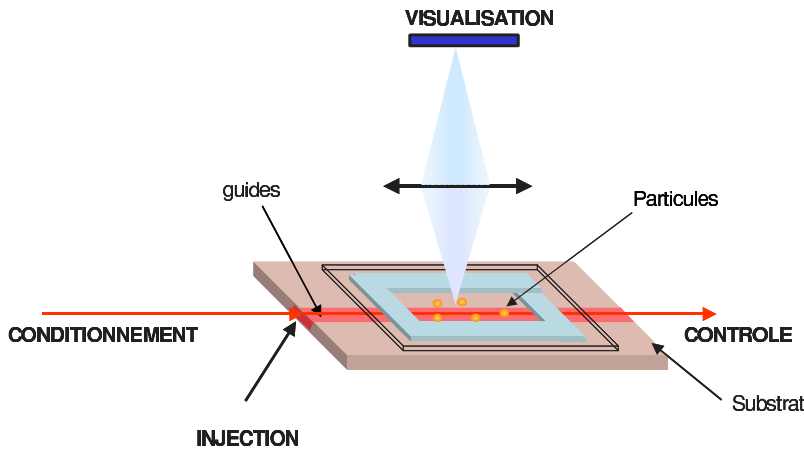


FIG. 3.1 – Schéma de principe du dispositif expérimental. On distingue 4 blocs fonctionnels : conditionnement du faisceau, injection dans le guide, visualisation des particules et contrôle de l'injection

Après cette description générale du dispositif, nous allons détailler plus particulièrement chacune des composantes du système.

3.1.2.2 Conditionnement du faisceau incident

Le trajet du faisceau incident est schématisé sur la figure 3.2. Nous décrirons ici les fonctionnalités et propriétés des différents composants apparaissant sur ce schéma.

1. **Le laser.** Le banc est équipé d'un laser Nd:YAG continu (Spectra Physics), pompé par diodes et émettant à la longueur d'onde de 1064 nm. Sa puissance en sortie maximale est de 10 watts ce qui est relativement surdimensionné pour l'application visée. Toutefois, ce laser était disponible sur le site au moment où nous avons commencé à construire le banc. C'est ce qui explique aussi le fait qu'il ne soit pas fibré. Ses caractéristiques constructeur sont :

- $P_{max} = 10W$
- mode spatial : TEM_{00} $M^2 < 1.1$
- taux de polarisation linéaire : 100:1 vertical

- divergence : 2.3 mrad
- diamètre en sortie du laser 0.3 mm
- stabilité de pointé : $60 \mu rad$
- stabilité en puissance de pic à pic : $\pm 1 \%$ en 10 min.

On notera qu'il bénéficie à la fois d'une bonne stabilité en puissance et de pointé ce qui est crucial pour une injection stable dans le guide. Ces deux points ont été validés expérimentalement.

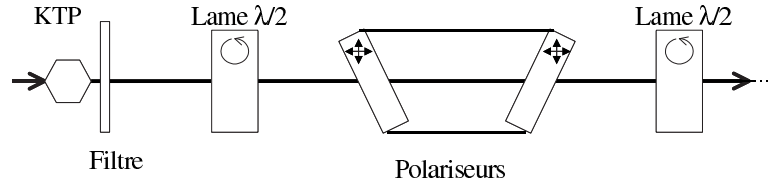


FIG. 3.2 – Trajet de mise en forme du faisceau laser.

2. **Le cristal de KTP et le filtre interférentiel.** Il s'agit d'un élément amovible qui double la fréquence du laser et coupe le laser source à 1064 nm. Il permet ainsi d'effectuer les réglages avec un faisceau visible d'une puissance inférieure au milliwatt. Ceci prévient quasiment totalement les risques d'endommagement oculaires au cours des phases de réglage.
3. **La lame demi-onde.** Elle transforme la polarisation rectiligne verticale incidente en une polarisation rectiligne symétrique de la première par rapport aux axes neutres de la lame. Etant donné les puissances incidentes, la lame ainsi que tous les éléments optiques de polarisation de la chaîne sont traités avec un antireflet conçu pour des applications de tenue au flux laser. Leurs seuils d'endommagement sont de l'ordre de $220 MW/cm^2$ ce qui est très supérieur aux densités de puissance mises en jeu.
4. **Les polariseurs de Brewster.** Ce sont des substrats de silice recouverts d'un empilement de couches minces, orientés d'un angle de 54° par rapport au faisceau incident. Ils transmettent l'intégralité de la composante verticale de la polarisation et réfléchissent la composante horizontale. Le taux d'extinction est d'environ 100:1. Le second polariseur sert uniquement à corriger le décalage du faisceau incident engendré par le premier polariseur. Combiné à la lame demi-onde située juste avant, le polariseur permet d'ajuster la puissance du faisceau laser avec précision (cf. figure 3.3).
5. **La lame demi-onde** suivante engendre une rotation du champ électrique et permet de sélectionner le type de polarisation en entrée du guide d'onde (TE ou TM).

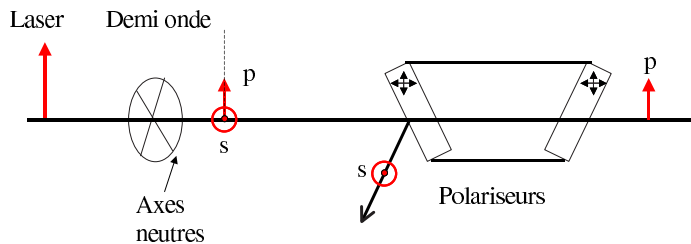


FIG. 3.3 – Système de contrôle de la puissance basé sur une lame demi-onde et un polariseur

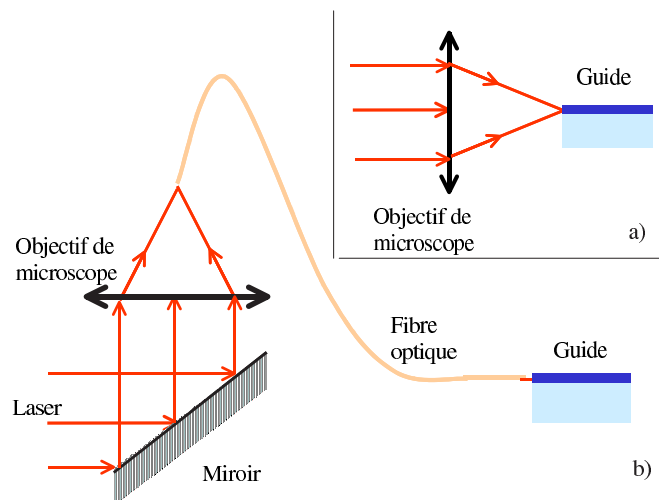
3.1.2.3 Le système d'injection de lumière dans le guide.

Principe. Selon la technologie et les indices des matériaux employés, les caractéristiques des guides d'ondes peuvent être très variables. Par exemple, les dimensions verticales des modes des guides réalisés par échange d'ions potassium sont de l'ordre de plusieurs microns alors que celles des guides en nitrure de silicium sont inférieures au micron. Afin de pouvoir travailler sur des échantillons très différents, nous avons mis en place un système d'injection modulaire de lumière. Celui-ci permet de coupler la lumière dans les guides par l'intermédiaire d'une fibre ou d'un objectif de microscope (cf. figure 3.4). On notera que la problématique d'injection de lumière est de première importance sur le banc car au delà de la visualisation des modes guidés, il nous faut aussi optimiser le transfert de puissance au niveau du guide. C'est pourquoi, le taux de couplage entre le laser et le guide doit être ajusté au mieux.

Couplage par un objectif de microscope. C'est la configuration la plus simple. Elle consiste simplement à focaliser le faisceau au niveau de l'entrée du guide d'onde. Les objectifs utilisés peuvent avoir des ouvertures numériques variées ce qui permet d'optimiser le recouvrement entre le mode guidé et le spot d'injection. C'est la plus flexible des méthodes : elle s'adapte à tous les types de guides mais nécessite des réglages délicats pour positionner correctement le guide au niveau du point focal de l'objectif. Nous ne l'utiliserons donc que pour des guides dits à "fort confinement" pour lesquels les modes ont des tailles très faibles.

Par exemple, pour injecter de la lumière dans des guides en nitrure de silicium, on utilise un objectif ayant un grossissement X80, une ouverture numérique de 0.9. Ce type de composant possède une transmission de 82 % à 1064 nm (contre environ 50 % pour un objectif standard). Le rayon du waist ainsi formé est d'environ $1.8 \mu\text{m}$. Cet objectif est placé sur un système de positionnement piezoélectrique trois axes d'une précision de 2 nm qui permet d'optimiser le rendement de couplage.

FIG. 3.4 – Les deux modules d'injection de la lumière dans le guide. a) Injection directe avec un objectif de microscope. b) Injection en deux étapes à l'aide d'une fibre optique.



Couplage avec une fibre optique. C'est le mode d'injection traditionnellement utilisé pour des guides dits à "faible confinement", c'est-à-dire ayant des tailles de modes importantes (plusieurs microns). Dans ce cas-là, le recouvrement entre le mode guidé et le mode de la fibre est

bon ce qui génère des taux de couplage importants. De plus, l'utilisation de liquide d'indice limite les réflexions de Fresnel sur les interfaces et accroît l'injection. Enfin, les réglages sont facilités par la possibilité de visualiser, à la fois l'extrémité de la fibre et l'entrée du guide.

Dans notre cas, le couplage entre le laser et la fibre est réalisé par l'intermédiaire d'un objectif de microscope ayant un grossissement X 30, une ouverture numérique de 0.3 et une transmission de 76 % à 1064 nm. Au niveau du point focal, le rayon du waist est de $7.3 \mu m$.

La fibre optique utilisée est une fibre à maintien de polarisation, monomode à 1064 nm et ayant un diamètre de mode de $6.2 \mu m$ à 1064 nm. La taille du mode laser étant équivalente à celle du mode guidé, le taux de couplage entre l'objectif et la fibre est de l'ordre de 76 %. L'extrémité libre de la fibre est placée sur un support piezoélectrique trois axes similaire à celui décrit dans le paragraphe précédent. On notera que malgré les pertes engendrées par l'injection du laser dans la fibre, **le taux de couplage dans le guide est supérieur à celui obtenu par injection directe avec un objectif de microscope**. De plus, cette configuration est plus simple d'utilisation.

3.1.2.4 Visualisation

Le système de visualisation des particules est composé de trois parties : un système de zoom optique, une caméra et une carte d'acquisition vidéo.

1. **Le zoom.** Il s'agit d'un "ultrazoom" 12X Navitar sur lequel est monté un objectif de microscope 50X de Mitutoyo ($ON = 0.55$). L'objectif possède une distance de travail de 13 mm qui permet de travailler avec des profondeurs de liquide assez importantes au-dessus du guide. Sa transmission à 1064 nm est faible : environ 30 %. Le zoom est muni d'un système d'éclairage coaxial en lumière blanche. Il permet d'obtenir des grossissements totaux variables entre 55X et 333X pour cet objectif. On notera que pour le plus faible grossissement, l'image est diaphragmée. Comparativement à un microscope traditionnel, ce système de zoom présente un encombrement minimal et une grande flexibilité d'utilisation. Toutefois, en ce qui concerne l'éclairage, un système de type Kohler permettrait une illumination plus homogène [98].
2. **La caméra de visualisation.** Nous utilisons une caméra CCD IK-M41A de chez Toshiba de format 1/2" (410000 pixels) qui nécessite une illumination minimum de 5 Lux, ce qui est relativement élevé. Elle est pourvue d'un obturateur électronique de fréquence variable entre 1/60 et 1/50000 de seconde et n'est donc pas adaptée à des applications comme la fluorescence pour laquelle les temps de pause doivent être de l'ordre de quelques centaines de millisecondes. Selon le grossissement du zoom, la dimension du champ varie entre $160 \mu m \times 160 \mu m$ et $30 \mu m \times 30 \mu m$.
3. **La carte d'acquisition vidéo.** c'est une carte d'acquisition Pinnacle Studio à bas coût, disponible pour le grand public. Elle convertit les données analogiques exportées au niveau de la sortie S-Vidéo de la caméra en données numériques (films notamment). Celles-ci sont directement exploitables par des logiciels de type Matlab. Il est possible de choisir le type de fichier que l'on désire créer :
 - Format sans compression (.avi) adaptés aux post-traitements.

- Format compressés en mpeg ce qui limite la taille des fichiers obtenus mais engendre des pertes d'information.

3.1.2.5 Contrôle et caractérisation des modes guidés

Cette partie du banc est, elle aussi, modulaire. Elle permet de visualiser le mode guidé ou d'en mesurer la puissance.

Visualisation des modes guidés. Le mode est simplement imagé à l'aide d'un objectif de microscope (10X, ON=0.25 ayant une transmission de 52%) sur une caméra CCD de type webcam. En effet, si l'oeil n'est plus sensible à 1064 nm, les caméras CCD le sont encore puisque la coupure du silicium n'intervient qu'à 1100 nm. Ce système permet de vérifier l'injection de lumière mais aussi le caractère monomode ou multimode des guides utilisés. La caméra est une "Toucam Pro" de Philips dotée d'une matrice CCD 1/3" de 640 x 480 pixels. Elle possède une sensibilité inférieure à 1 lux. Son prix attractif (moins de cent euros) et sa bonne sensibilité en font un outil très bien adapté à ce type d'application.



FIG. 3.5 – Images des modes guidés. A gauche, mode d'un guide potassium multimode. A droite, visualisation des points de sortie d'une jonction Y en nitrure de silicium.



Contrôle de la puissance guidée. Comme précédemment, le mode est imagé à l'aide d'un objectif de microscope au niveau d'un diaphragme qui permet d'éliminer la lumière parasite. La puissance guidée est mesurée juste après le diaphragme et contrôlée tout au long des expériences.

3.2 Echantillons

Après avoir décrit le dispositif expérimental, nous allons nous intéresser aux différents échantillons utilisés. Ils sont composés de trois éléments distincts :

- les guides qui constituent un substrat solide.
- une chambre remplie de liquide.
- des particules de tailles et matières différentes.

3.2.1 Les guides d'ondes

Comme nous l'avons montré dans le chapitre 2, en théorie, la nature des guides d'ondes utilisés influence fortement les vitesses de déplacement des particules. Afin d'illustrer expérimentalement ceci, nous avons choisi de travailler avec trois types de guides différents :

- des guides réalisés par un échange d'ions potassium
- des guides réalisés par un échange d'ions argent

- des guides réalisés par un dépôt de nitrure de silicium.

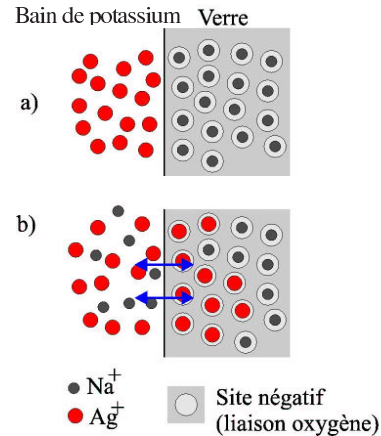
Ils présentent des sauts d'indice très variables (de 0.09 à 0.52) et constituent à ce titre un bon support d'étude. De surcroît, ils sont représentatifs de technologies très différentes, l'une sur verre et l'autre sur silicium, intéressantes à comparer pour notre application. Nous décrirons successivement les caractéristiques respectives de ces trois types de guides.

3.2.1.1 Guides réalisés par échange d'ions potassium

Ces guides ont été réalisés à l'Institut de Microélectronique, Electromagnétisme et Photonique¹(IMEP), laboratoire de recherche maîtrisant la réalisation de guides d'onde par des technologies d'échange d'ions. Dans cette partie, nous rappellerons brièvement le principe de l'échange d'ions avant d'étudier les caractéristiques propres à nos guides.

Principe de l'échange d'ions. C'est une technologie qui consiste à augmenter localement l'indice d'un verre en modifiant sa composition. Dans le cas d'échange d'ions potassium (K^+), le verre est placé dans un bain d'ions K^+ qui viennent progressivement se substituer aux ions sodium (Na^+) initialement présents dans la matrice de silice.

FIG. 3.6 – Echange d'ions K^+/Na^+ entre un bain de sels de potassium (KNO_3) fondus et le verre



Selon le type d'ions utilisés et la composition du verre, l'augmentation de l'indice résulte de la génération de contraintes dans le verre (comme pour le potassium) ou de la modification de polarisabilité du verre échangé (comme pour l'argent). Dans le cas d'un échange d'ions potassium, l'augmentation maximale d'indice Δn vaut 0.009. Les structures bidimensionnelles sont créées en limitant spatialement la zone d'échange à l'aide d'un masque imperméable aux ions. Selon le type d'application visé, les ions sont ensuite enterrés thermiquement ou sous l'action d'un champ électrique. Pour en savoir plus sur les technologies d'échange d'ions, le lecteur pourra se référer à l'ouvrage de Najafi [99].

Guides de surface en échange d'ions potassium. Les guides que nous utilisons sont des guides droits réalisés sur des lames de microscope ayant subi un échange d'ions K^+ d'une durée de 1h15 à 380°C. La largeur des fenêtres d'échange utilisées au niveau du masque varie entre 2 et 10 μm . Pour bénéficier de la présence d'une onde évanescence en surface du guide, les ions ne

1. <http://www.imep.enserg.fr>

sont pas enterrés. Ceci engendre une répartition d'indice non isotrope au niveau de la surface et donc un profil de mode assez fortement elliptique. Le recouvrement avec le mode d'une fibre optique est mauvais ce qui engendre d'assez fortes pertes de couplage (environ 5 dB). On notera que pour ces guides, les facettes ne sont pas polies mais clivées et que l'on ne dispose pas de cartographie du profil d'indice de ces structures. Par abus de langage, nous appellerons ce type de guides "guides potassium".

Caractérisation des guides d'ondes. L'objectif de cette étude consiste à essayer de mieux connaître les propriétés des guides qui influencent directement le déplacement des particules. Par exemple, la topographie de surface, les pertes de propagation, le caractère multimodal ou encore la forme des modes guidés auront des répercussions directes sur le mouvement des billes. Nous aborderons successivement ces différents points :

1. *La topographie.* Comme nous l'avons déjà signalé, l'introduction des ions potassium, qui ont un rayon ionique supérieur à celui des ions sodium, dans le réseau de silice engendre des contraintes. Celles-ci se manifestent par un gonflement localisé de la surface. Une cartographie AFM de nos guides met en évidence des protubérances de l'ordre de 60 nm (cf. annexe A).
2. *Le caractère monomode des guides.* Il dépend de la largeur de la fenêtre d'échange. Sur la figure 3.7 nous avons reporté les longueurs d'onde de coupure et d'apparition du deuxième mode mesurées à partir des caractérisations spectrophotométriques de nos guides. On constate qu'ils guident tous le mode fondamental et qu'ils deviennent bimode dès que la fenêtre d'échange d'ions excède $8\mu m$.

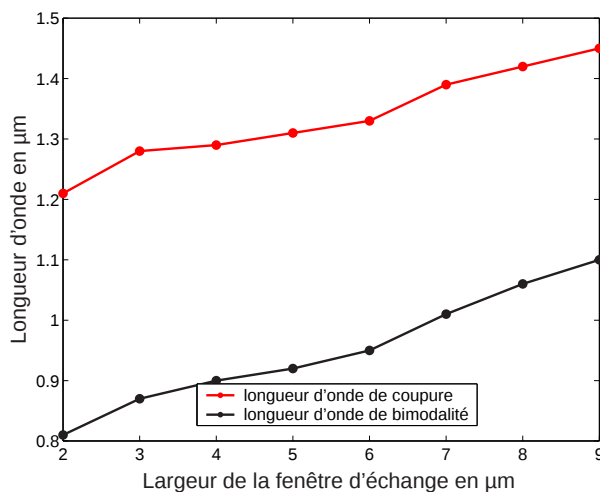


FIG. 3.7 – Mesure des longueurs d'onde de coupure et de bimodalité des guides. Pour une fenêtre d'ouverture du masque supérieure à $8\mu m$, les guides deviennent multimodes

3. *Les pertes de propagation.* Nous ne les avons pas mesurées spécifiquement sur ces guides mais elles sont généralement comprises entre 0.3 et 0.5 dB/cm.
4. *La forme du mode guidé.* Comme nous l'avons spécifié plus tôt, les modes sont très elliptiques. Pour une fenêtre d'ouverture de $2\mu m$, leur dimension verticale est d'environ $7\mu m$ pour une largeur de $10\mu m$. Pour préciser cette approche qui ne permet pas de connaître précisément la forme du champ évanescent en surface du guide, nous avons effectué des caractérisations de nos échantillons en champ proche optique. Les mesures ont été réalisées

en collaboration avec le Laboratoire de Nanotechnologie et d'Instrumentation Optique (LNIO) de Troyes par une technique de microscopie de champ proche sans ouverture [100]. L'intégralité des mesures a été réalisée dans l'eau et les **résultats obtenus sur tous les types de guides sont regroupés dans l'annexe A**. Sur les guides potassium obtenus à travers une fenêtre d'ouverture de $2\mu m$, on mesure une largeur du champ évanescent d'environ $6\mu m$ et une décroissance de l'ordre de $200\text{ dB}/\mu m$ (cf. figure A.8). De plus lorsque l'on tourne la polarisation, la forme du champ évanescent ne change quasiment pas.

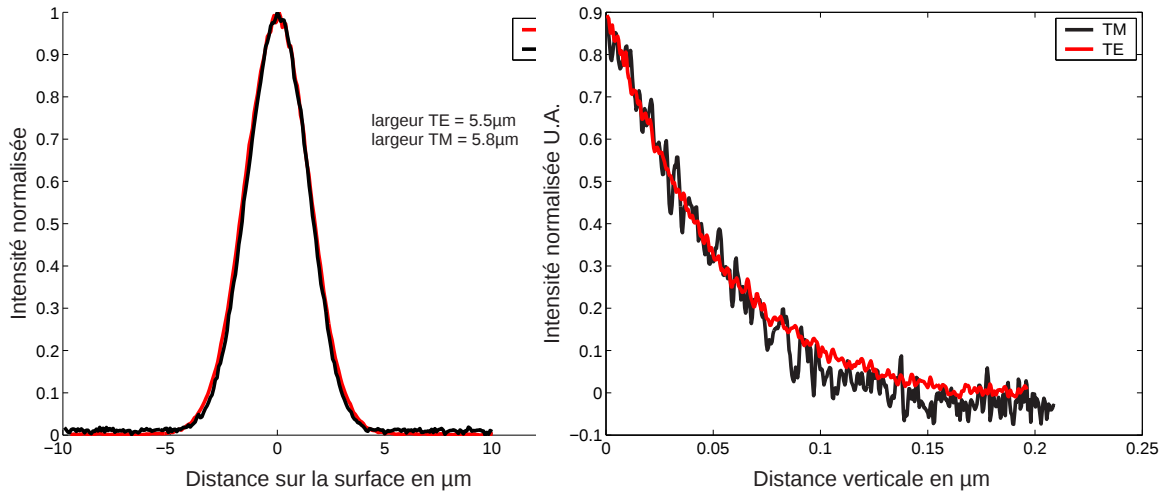


FIG. 3.8 – Caractérisation du champ évanescent par microscopie de champ proche optique sans ouverture. La mesure est réalisée dans l'eau. On constate que les formes des modes sont très similaires pour les deux polarisation.

3.2.1.2 Guides réalisés par échange d'ions argent

Ces guides ont été réalisés par le Groupement d'Electromagnétisme Expérimental et d'Opto-électronique².

Spécificités. Dans le cas d'un échange d'ions argent, la proximité de la surface génère la formation d'agrégats d'argent sous forme métallique au-dessus du guide. Celle-ci s'avère gênante car elle engendre des pertes de propagation importantes. On ne peut donc pas travailler sur des guides de surface. Nous utilisons donc des guides ayant subi un léger enterrage thermique ce qui élimine les agrégats d'argent tout en laissant une partie de l'onde évanescente se propager au dessus du substrat. La modélisation des phénomènes de diffusion dans le substrat permet de déterminer des profils d'indice théoriques [101]. Il présentent un contraste d'indice maximum de 0.01 ce qui est similaire aux guides potassium. **Nous ne pourrions donc pas visualiser l'impact du confinement vertical du champ sur les vitesses des particules avec ces guides.** Toutefois, les profils d'indice permettent de calculer les modes théoriques associés et ouvrent la possibilité de relier la forme du mode guidé à la vitesse des particules. Les guides que nous utilisons sont réalisés à travers des fenêtres d'échange de largeur variable entre 1.6 et $3.1\mu m$. Les profils de modes correspondants sont beaucoup plus circulaires que ceux des

2. <http://www.geeo.com>

guides potassium ce qui permet une bonne adaptation du mode de la fibre (cf. figure 3.9). Ces caractéristiques, ajoutées au fait que les facettes soient polies, engendrent des pertes d'insertion faibles, de l'ordre de 1 à 2 dB.

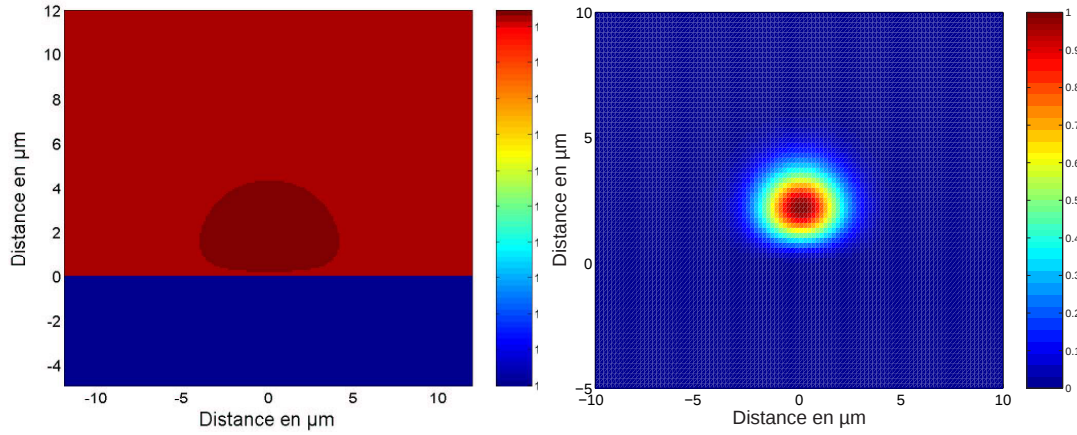


FIG. 3.9 – Représentation du profil d'indice fourni (à gauche) puis du mode calculé par BPM (Beam Propagation Method), en polarisation TE (à droite). Le mode guidé est presque circulaire ce qui permet d'avoir des pertes d'insertion réduites.

Caractérisation Comme pour les guides potassium, nous avons étudié:

1. *La topographie.* Contrairement aux ions potassium, les ions argent n'engendrent que peu de contraintes au niveau du réseau de silice. On n'observe donc pas de topographie caractéristique au niveau du guide. Les seules traces observables sont les contraintes mécaniques générées par le masque (cf. figure 3.10). La topographie de surface est de l'ordre de quelques nanomètres.

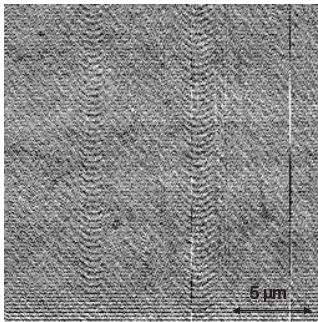
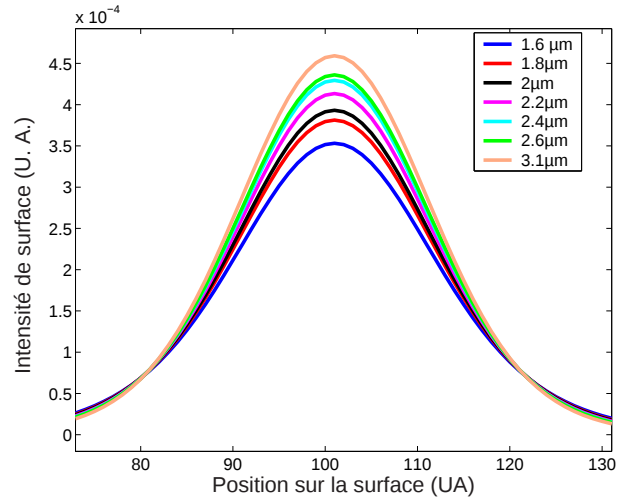


FIG. 3.10 – Image AFM de la topographie de surface d'un guide argent. On n'observe pas de déformation de la surface à cause des ions. Les seules traces observables sont les contraintes générées par le masque. La rugosité de surface est de l'ordre de quelques nanomètres.

2. *Les pertes de propagation.* Bien qu'elles n'aient pas été caractérisées explicitement sur nos guides, les pertes linéiques relatives à ce type de procédé sont de l'ordre de 0.05 à 0.25 dB/cm.
3. *Le caractère monomode des guides* Pour les fenêtres d'échange utilisées, les guides sont tous monomodes.
4. *L'influence de la taille de la fenêtre d'échange* A l'aide des profils d'indice théoriques fournis, nous avons calculé les modes se propageant dans le guide par BPM (Beam Propagation Method) [102]. On constate que l'intensité de surface du guide dépend de la largeur de la fenêtre d'échange (cf. figure 3.11). En effet, si elle est étroite, peu d'ions pénètrent dans

le verre, les variations d'indice sont faibles et le mode étendu. A l'inverse, une fenêtre large laisse passer plus d'ions ce qui induit un mode plus confiné latéralement et une intensité de surface plus importante. On notera que ce comportement n'est valable que lorsque les tailles de fenêtre restent faibles. Ces résultats théoriques ont pu être confirmés expérimentalement par des mesures de champ proche optique dans l'eau (cf. **annexe A**). Elles montrent que la largeur du mode en surface du guide décroît légèrement lorsque la taille de la fenêtre d'échange augmente.

FIG. 3.11 – **Comparaison des intensités de surface calculées pour les différentes fenêtres d'échange.** On constate que l'intensité de surface est maximale pour la fenêtre la plus large.



5. *L'influence de la polarisation* Comme pour les guides potassium, les simulations et les mesures montrent que la forme du champ est très similaire pour les polarisations TE et TM (cf. figure 3.12).

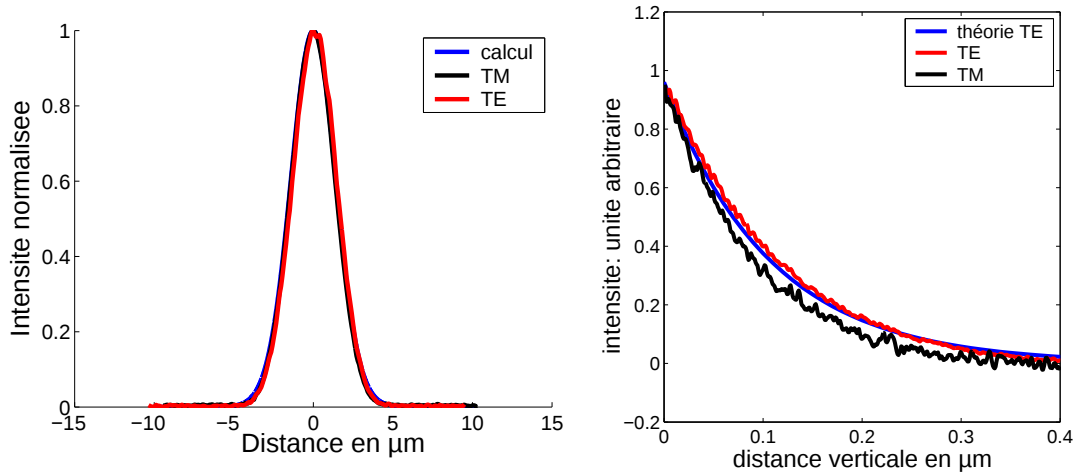


FIG. 3.12 – **Comparaison des intensités de surface mesurées et calculées pour les deux polarisation.** Les formes des modes guidés sont peu influencées par la polarisation.

3.2.1.3 Guides réalisés par dépôt d'une couche mince de nitrure de silicium

Ces guides ont été réalisés au département Département d'Intégration Hétérogène sur Silicium (DIHS) du CEA-LETI.

Principe. Ce type d'échantillon, réalisé sur silicium, utilise les variations d'indice de réfraction entre des matériaux de natures différentes pour créer une zone guidante. Dans notre cas, le nitrure de silicium ($n=1.98$ à 1064 nm) est utilisé comme matériau de fort indice. Il est déposé en film mince sur une couche de silice ($n=1.45$ à 1064 nm) par une technologie de dépôt chimique en phase vapeur à basse pression (LPCVD Low Pressure Chemical Vapor Deposition) qui permet d'optimiser les qualités optiques du nitrure (indice élevé et pertes réduites). Il est ensuite usiné par gravure ionique réactive dite RIE (Reactive Ion Etching) pour former des guides bi-dimensionnels. On parle de guides rubans. La couche silice est destinée à éviter que le mode ne se propage dans le substrat de silicium, absorbant à notre longueur d'onde ($n = 3.55$, $k = 7.5 \cdot 10^{-5}$). Pour en savoir plus sur ce type de technologie le lecteur pourra se référer à l'ouvrage de Hunsperger [103].

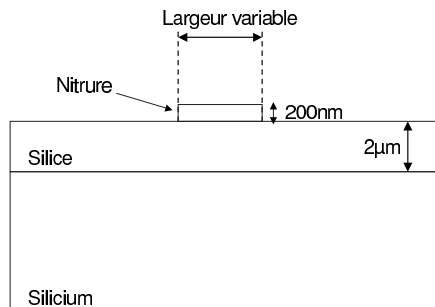


FIG. 3.13 – **Représentation schématique de la structure des guides en nitrure de silicium.** La couche de silice permet d'éloigner la lumière du substrat absorbant.

Caractérisation Les guides que nous utilisons sont déposés sur une couche de silice de $2\text{ }\mu\text{m}$ d'épaisseur. Ils ont une hauteur de 200 nm et une largeur variable entre 400 nm et $10\text{ }\mu\text{m}$ (cf. figure 3.13). Sur ce type d'échantillon, en plus de guides droits, nous avons dessiné des guides courbes, des jonctions Y ainsi que des anneaux résonnants. Plusieurs paramètres importants sont à prendre en compte pour la suite :

- Les guides de 400 nm et 500 nm de largeur ont été “sur-gravé” : ils sont donc coupés et inutilisables. Seuls les guides de $1\text{ }\mu\text{m}$ ou plus sont fonctionnels. **On ne dispose donc plus que de guides multimodes sur nos puces.**
- L'épaisseur de la couche de silice située sous le guide n'est pas suffisante, à notre longueur d'onde, pour supprimer complètement les fuites dans le substrat. En théorie, les pertes de propagation sont de l'ordre de $5 \cdot 10^{-4}\text{ dB/cm}$ en TE et 1.2 dB/cm en TM pour un guide plan infini dans l'eau. Elles augmentent très fortement lorsque le confinement latéral du champ augmente et sont de 3 dB/cm en TE et 14 dB/cm en TM pour un guide de $1\text{ }\mu\text{m}$ de largeur dans l'eau. **Ceci rend toute expérimentation délicate en polarisation TM.**
- La nature du superstrat est de première importance. En effet, les structures ont été calculées pour fonctionner dans l'eau et on constate que lorsque les guides sont recouverts d'air, la propagation est très mauvaise. En effet, dans ce cas, le mode est fortement dissymétrique ce qui engendre à la fois des pertes conséquentes dans le substrat et des taux de couplage amoindris. **Cet aspect nous oblige à recouvrir l'intégralité du guide d'eau pendant les expériences.**
- Les pertes de propagation sont de l'ordre de 2 dB/cm .

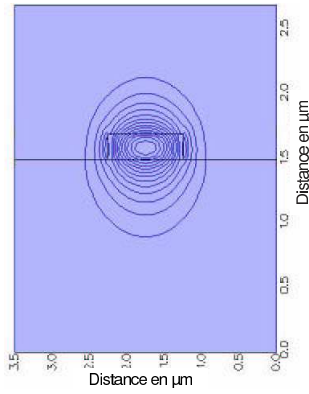
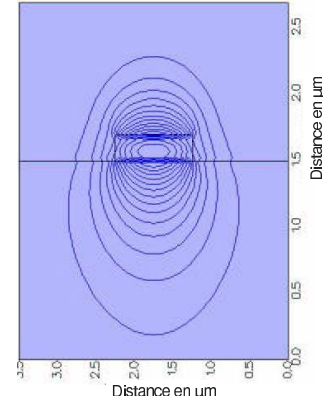


FIG. 3.14 – **Lignes d'isochamp électrique** calculées les modes d'un guide de $1\mu\text{m}$ de large pour les deux polarisations (à gauche TE, à droite TM). En TM, le mode est très étendu dans le substrat ce qui engendre des pertes dans le silicium.



- Bien que nous ne l'ayons pas spécifiquement mesurée sur ces échantillons, la rugosité de surface du nitrure gravé est, à priori, de l'ordre de 10 nm.

Couplage Etant donnés les dimensions des structures que nous utilisons ($200\text{ nm} \times 400\text{ nm}$), la problématique du couplage de lumière devient de première importance. Un bon couplage réside en plusieurs points clés : une bonne qualité des facettes du guide et une bonne adaptation du mode du laser à celui du guide pour optimiser le recouvrement. En ce qui concerne la découpe des puces, elle est réalisée au Département Optronique du Leti, par une technique de sciage-polissage spécifiquement mise au point pour ce type d'échantillon. Elle permet d'obtenir une bonne qualité d'interface sur la plupart des guides (les plus petits sont parfois endommagés). En ce qui concerne l'injection, le recouvrement des modes est très difficile à optimiser dans ce cas à cause de la limite de diffraction de l'objectif. Les taux de couplage obtenus avec un objectif de microscope ayant une ouverture numérique de 0.9 sont de l'ordre de 10 %. L'état de l'art montre qu'il est possible d'accroître fortement l'efficacité de couplage par l'utilisation de structures en pointes (taper) qui adaptent la forme du mode guidé à celle du faisceau laser. Des taux de couplage de l'ordre de 80 % ont pu être démontré sur des guides en silicium avec ce type de structures [104].

3.2.1.4 Conclusion

Nous avons montré dans cette partie que les guides que nous utilisons ont des propriétés très variées, autant en terme de saut d'indice, de rendements de couplage que de propriétés de surface. Pour plus de clarté, nous avons regroupé leurs caractéristiques dans le tableau 3.1 :

TAB. 3.1 – Récapitulatif des propriétés relatives à chaque type de guide d'onde utilisé.

guides	Δn	pertes insertion	pertes propagation	tailles mode	rugosité
Potassium	0.009	5 dB	0.3 - 0.5 dB/cm	$7\mu\text{m} \times 10\mu\text{m}$	$\simeq 60\text{nm}$
Argent	0.01	1 - 2 dB	0.05 - 0.25 dB/cm	$4\mu\text{m} \times 5.5\mu\text{m}$	$\simeq 1\text{nm}$
Nitrure	0.52	13 dB	2 dB/cm	$0.5\mu\text{m} \times 1\mu\text{m}$	$\simeq 10\text{nm}$

On constate que les guides ayant le plus fort saut d'indice, ont des pertes d'insertion très

importantes. Ils sont en théorie aussi les plus performants pour déplacer de particules. Ces pertes sont un paramètre clé pour notre application puisqu'elles réduisent considérablement les puissances disponibles au niveau des billes. Ainsi, la question est de savoir si le gain de vitesse provoqué par le fort confinement ne va pas être compensé par les faibles puissances disponibles dans le guide. Seule l'expérience nous permettra de statuer.

3.2.2 La chambre et les particules

3.2.2.1 La chambre

Comme nous l'avons expliqué plus tôt, les particules sont placées en surface des guides dans une chambre remplie d'eau. Ce compartiment doit remplir deux fonctions importantes : la limitation des phénomènes d'évaporation au cours des expériences ainsi que la limitation des mouvements de fluide dans la chambre. D'autre part, la présence de la chambre perturbe localement le mode guidé qui passe de l'air à un milieu d'indice supérieur. On doit donc vérifier que les pertes induites par ce changement de milieu sont limitées.

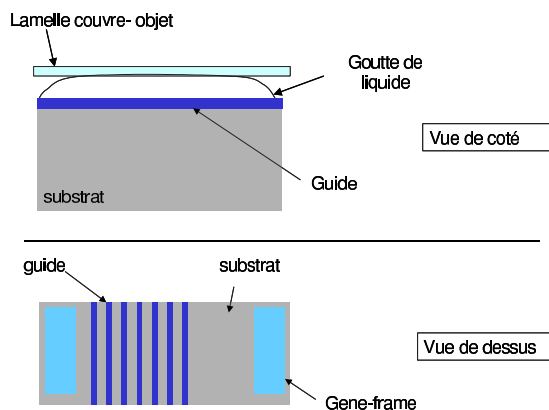


FIG. 3.15 – Schéma de la chambre partiellement ouverte utilisée sur les guides en nitrure de silicium. On utilise le ménisque formé par la goutte d'eau pour recouvrir totalement les guides.

Dans le cas de guides réalisés par échange d'ions, on utilise simplement une chambre de type "gene frame"³. Il s'agit d'un autocollant double face d'une dimension latérale de 1 cm ayant une contenance de 25 μL . Il est traditionnellement utilisé comme chambre d'hybridation sur les biopuces à ADN. Recouvert d'une lamelle de microscope, il permet de créer simplement un espace fermé, sans courant ni évaporation. De plus, il n'engendre pas de pertes mesurables au niveau du guide.

Le cas des guides en nitrure de silicium est plus complexe. En effet, la présence d'un élément matériel en travers du guide suffit à découpler totalement la lumière guidée. Nous sommes donc obligés de **travailler dans une chambre partiellement ouverte et d'utiliser le ménisque d'une goutte d'eau pour recouvrir l'intégralité du guide**. On évite ainsi les pertes liées à la perturbation du mode. Malheureusement, les phénomènes d'évaporation sont alors inévitables et on observe de légers mouvements de liquide au niveau des bords de la chambre. Cela permet toutefois de travailler dans de bonnes conditions pendant plusieurs dizaines de minutes. On notera qu'il est possible de contourner ce problème en utilisant une structure de guide plus complexe, au-dessus de laquelle, on aurait réalisé un puits de silice destiné à recevoir les particules.

3. Fisher scientific geneframe AB-0576

3.2.2.2 Les particules

Les particules utilisées sont sphériques, de tailles et de natures différentes. Nous avons regroupé leurs caractéristiques dans le tableau 3.2.

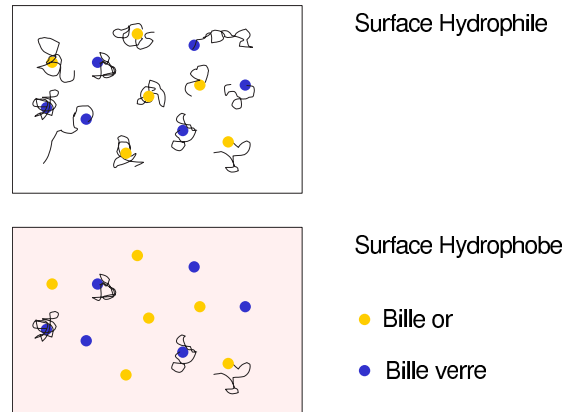
TAB. 3.2 – Récapitulatif des types de particules étudiées et de leurs caractéristiques

Matériau	or	tungstène	verre	latex	mélamine
taille (μm)	0.25/0.6/1/1.6	1.7	2	1	1
indice	$0.272 + 7.07i$	$3 + 3.6i$	1.55	1.59	1.67
densité	19.3	19.25	2.5	1.01	1.51
dispersion (%)	20/20/10/10	15	35	?	5

On peut noter plusieurs choses à propos du comportement de ces particules dans l'eau :

- Elles sont toutes soumises au mouvement brownien. L'amplitude de ce dernier varie cependant fortement avec la taille et la nature des particules. Notamment, les billes de petites tailles sont spontanément animées d'un mouvement à la fois rapide et désordonné.
- Les interactions avec la surface des guides sont très différentes d'une particule à l'autre. L'observation du mouvement brownien constitue un bon indicateur visuel des phénomènes d'adhésion. Globalement les billes diélectriques ne sont qu'assez peu affectées par la surface alors que les objets métalliques ont tendance à se coller fortement à celle-ci. Cet aspect est particulièrement gênant car les forces optiques sont trop faibles pour les détacher.

FIG. 3.16 – **Illustration des phénomènes d'adhésion de surface.** Sur une surface hydrophile les particules sont libres et agitées par le mouvement brownien. Sur une surface hydrophobe, elles sont attachées sur la surface et donc immobiles. Les forces optiques sont alors insuffisantes pour les détacher



Interactions particule-surface Pour limiter ces effets, nous avons tenté de recouvrir les guides de divers films minces de natures différentes. Ceux-ci peuvent être hydrophobes (traitement par plasma fluor, couche mince de silane ou de persilane) ou hydrophiles (couche mince de Polyéthylène Glycol (PEG)). On constate de façon très nette que les couches minces hydrophobes engendrent une adhésion très forte des particules d'or sur la surface. A l'inverse, sur une surface hydrophile, les billes conservent un fort mouvement brownien. Finalement, le fait de travailler sur une surface très propre constitue une bonne solution vis à vis de ces phénomènes

d'adhésion (la silice, comme le verre des lamelles de microscope est un matériaux hydrophile qui devient hydrophobe lorsqu'il subit une contamination de surface importante).

Après avoir présenté l'instrumentation et les échantillons utilisés pour nos expériences, nous allons, à présent, décrire les outils d'analyse de données que nous avons développés.

3.3 Traitement des données

L'instrumentation décrite dans le paragraphe 3.1.2 permet de visualiser le déplacement des particules sur les guides. Pour aller au-delà de cette approche qualitative, nous avons développé un logiciel de détection et de suivi des trajectoires des particules destiné à quantifier les phénomènes observés. Ce programme, écrit en langage Matlab, a été réalisé à partir d'un algorithme de suivi de particules déjà existant auquel nous avons adjoint toutes les fonctions d'acquisition, de filtrage, de segmentation d'images ainsi que celle de sélection des trajectoires. Dans cette partie nous dresserons tout d'abord un rapide état de l'art des différentes méthodes proposées dans la littérature pour mesurer des vitesses de particules puis nous caractériserons la technique que nous avons choisie, ses avantages et ses limites.

3.3.1 Etat de l'art

3.3.1.1 Généralités

Le problème de la mesure des vitesses d'un ensemble de particules est couramment posé dans le domaine de la mécanique des fluides. En effet, une technique très répandue pour quantifier la vitesse d'un écoulement consiste visualiser le flux de liquide à l'aide de particules micrométriques puis de mesurer les vitesses de ces particules. Trois méthodes sont principalement employées [105] :

- **La vélocimétrie de suivi de particules.** Elle consiste à analyser individuellement la trajectoire de chaque particule. Ceci n'est réalisable que si les objets peuvent être reconnus individuellement et si la densité de billes est suffisamment faible.
- **La vélocimétrie par image de particules.** Pour des densités de particules plus importantes, on mesure les déplacements moyens des particules dans une zone donnée en comparant deux images successives. La méthode la plus courante consiste à calculer la fonction d'intercorrélation des deux images. Le déplacement spatial qui maximise cette fonction correspond au déplacement moyen des particules [106].
- **La vélocimétrie laser.** Dans le cas où les objets se superposent, il est possible de mesurer le déplacement de la figure de speckle d'une source cohérente pour évaluer leur vitesse.

Dans notre cas, le suivi de particules semble le plus adapté à la fois pour sa simplicité et parce qu'il nous est possible de travailler sur des solutions diluées. De plus l'étude des trajectoires est porteuse d'informations susceptibles d'être intéressantes (statistiques, analyse des formes des trajectoires). Nous allons donc nous intéresser plus en détail à cette méthode.

3.3.1.2 Vélodimétrie par suivi de particules

Avec le développement des études *in vivo* par fluorescence ou encore celui des pinces optiques, le suivi d'objets par vidéo microscopie est de plus en plus fréquemment utilisé. Il consiste en deux étapes clé : la détection des objets à étudier puis le suivi de leurs trajectoires.

La phase de détection est basée sur des algorithmes plus ou moins complexes selon que les objets à étudier soient déformables ou non et qu'ils se déplacent dans un plan ou dans tout l'espace. Pour des objets simples, la détection peut se faire par un simple seuillage en intensité de l'image [107] ou encore par des techniques de corrélation d'images [108]. Dans le cas d'objets plus complexes comme des cellules ou des objets fluorescents déformables, on utilise une détection de contours [109] ou bien des techniques de transformation en ondelettes [110]. La plupart du temps, ces méthodes sont associées à un filtrage adapté de l'image destiné à réduire le bruit.

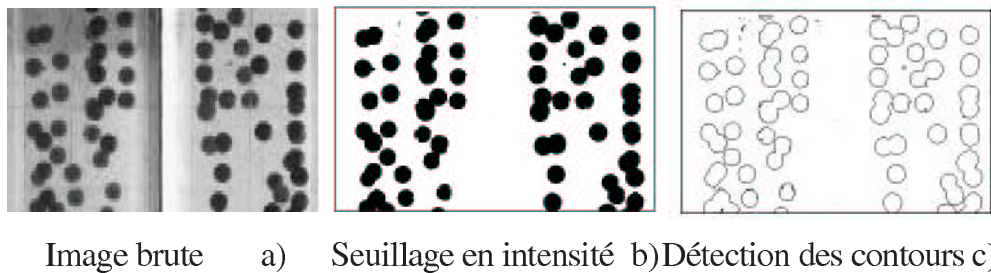


FIG. 3.17 – Illustration de différentes techniques de détection des objets dans l'image. a) Image brute b) Segmentation par un seuillage en intensité c) Segmentation par détection des contours.

Comme pour la détection, la phase de suivi est réalisée à l'aide d'algorithmes de complexité très variable. Les plus anciens d'entre eux utilisent quatre images consécutives pour construire pas à pas la trajectoire en vérifiant la cohérence géométrique de chaque chemin trouvé [111]. Plus récemment, la méthode de relaxation utilise un principe similaire tout en considérant aussi les trajectoires des autres particules. Ceci signifie que lorsque deux trajectoires sont possibles pour un même objet, on sélectionne celle qui ressemble le plus au mouvement des autres particules. D'autres algorithmes, plus complexes mais aussi plus performants, comme le filtrage Kalman, permettent d'estimer l'erreur commise à chaque pas et s'ajustent automatiquement pour mieux prévoir le pas suivant [108]. C'est la méthode généralement utilisée pour suivre les cibles dans les applications radars.

3.3.1.3 Application aux cas des guides d'ondes

Nous travaillons dans une des configurations les plus simple : objets non déformables en solution diluée se déplaçant dans un plan. Les méthodes complexes sont surdimensionnées pour nos besoins. Nous avons donc développé un programme Matlab relativement simple basé sur quatre étapes logiques :

- Filtrage des images individuelles.
- Détection des particules.
- Construction de la trajectoire.
- Exploitation des résultats.

Dans le paragraphe suivant, nous décrirons successivement chacune de ces phases.

3.3.2 Suivi de particules en surface d'un guide d'onde

3.3.2.1 Filtrage de l'image

Les images numériques souffrent de nombreuses imperfections causées notamment par un contraste non uniforme et divers bruits comme celui de numérisation ou celui de capture d'image. Pour limiter leurs impacts, nous avons utilisé plusieurs techniques de filtrage :

Compensation d'éclairage Un éclairage non uniforme engendre un bruit de fond sur l'image qui gêne la détection des particules. Comme ses variations spatiales sont lentes, ce bruit peut être évalué par une moyenne sur un carré de dimensions comprises entre la taille de la particule et la distance inter-particules puis soustrait à l'image (cf. figure 3.18). On s'affranchit ainsi des problèmes d'éclairage.

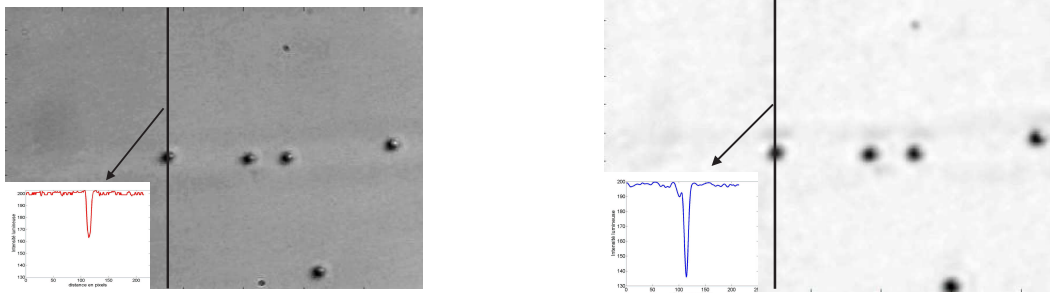


FIG. 3.18 – Comparaison des images brutes et après soustraction du fond.

Réduction du bruit La numérisation des données au niveau de la CCD engendre l'apparition d'un bruit de fond qui peut gêner la détection. Pour faciliter cette étape, on utilise un filtrage en fréquence qui coupe les hautes fréquences. Ceci revient à convoluer l'image avec une surface gaussienne d'une demi largeur de l'ordre de 1 pixel qui réduit fortement le bruit de fond tout en estompant seulement faiblement les contours de la particule. [107]. Par exemple, sur la figure 3.19, nous avons représenté une coupe de l'image au niveau d'une particule avant et après convolution. On constate que l'impact du bruit est nettement diminué par cette opération.

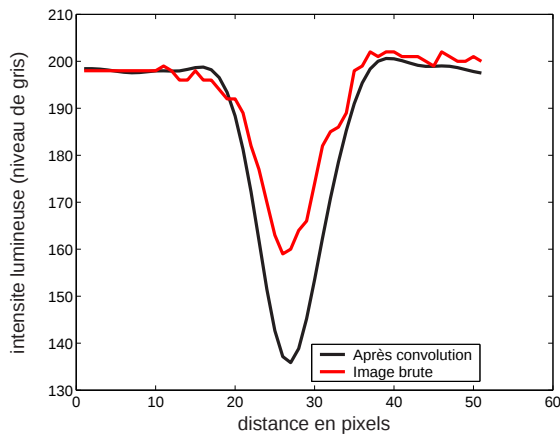


FIG. 3.19 – Coupe de l'image au niveau d'une particule. En rouge, avant filtrage, en noir après filtrage. L'impact du bruit est nettement diminué par cette opération.

3.3.2.2 Détection des particules

Seuillage et segmentation L'image est binarisée par un seuillage en intensité puis segmentée. C'est à dire que l'on identifie des objets aux zones sombres de l'image. Chaque objet (ou plot) est caractérisé par une position et une surface. Un nouveau seuillage sur les surfaces respectives de chaque objet est effectué pour éliminer ceux de grande taille, comme les amas de particules, que l'on ne désire pas étudier. Les différents seuils sont ajustés manuellement de façon à garder un contrôle sur le bon déroulement de cette étape. On notera que la phase détection n'est fiable que si le rapport signal sur bruit de l'image est suffisant. Par exemple, pour des objets d'un micron de diamètre, le rapport signal sur bruit est d'environ trois et la détection n'est pas problématique. Par contre le programme ne permet pas de suivre des particules beaucoup plus petites (250 nm de rayon) pour lesquelles le signal est trop faible. La limite de détection se situe aux alentours de 500 nm.

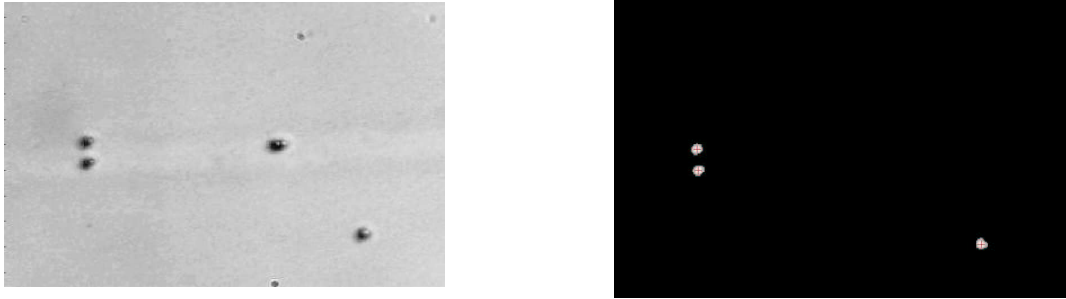


FIG. 3.20 – Illustration de l'étape de segmentation d'image. A gauche l'image brute et à droite l'image segmentée sur laquelle l'amas de particules central a été volontairement supprimé.

Raffinement des positions La segmentation réalisée ci-dessus nous permet de connaître la position de chaque objet à seulement un pixel près. Cette précision limitée engendre des erreurs dans le calcul des vitesses qui peuvent devenir très importantes si l'intervalle de temps séparant deux images est faible. Par exemple, dans notre cas, un déplacement d'un pixel entre deux images engendre une erreur sur les vitesses $\Delta v = \frac{1\text{pixel}}{\Delta t} \simeq 8 \mu\text{m/s}$, ce qui est de l'ordre de grandeur des vitesses des particules. Ce problème est traité en deux étapes:

- Au niveau de la détection, on affine le positionnement des objets. Pour cela, on calcule le barycentre des intensités dans un cercle entourant la bille ce qui permet de positionner l'objet avec une précision inférieure à 1/10 de pixel [107].
- Au niveau du suivi, on veillera à travailler sur des images suffisamment distantes pour observer un mouvement significatif des particules d'une image à l'autre. Globalement, entre deux points d'observation, les objets doivent bouger d'une distance grande devant leur rayon mais petite devant la distance inter-particule.

Après cette étape de détection, nous allons nous intéresser à la phase de construction de la trajectoire.

3.3.3 Suivi des trajectoires.

3.3.3.1 Algorithme

Le programme utilisé se compose de trois parties : une étape de détection des pistes (trajectoires), une phase de sélection des bonnes trajectoires et un module de suivi des pistes.

Détection des pistes Cette partie consiste à étudier les positions des plots présents dans trois images successives ($i-1$, i , $i+1$) pour détecter des trajectoires. Les critères de sélection sont géométriques. Pour chaque objet de l'image i , on cherche les objets de l'image $i-1$ qui se trouvent dans un rayon de V_{max} . Pour tous les couples possibles ainsi formés, on recherche les plots de l'image $i+1$ qui minimisent l'angle de la trajectoire. Les deux seuils ainsi définis (V_{max} et $D3$), ainsi que ceux que nous décrirons par la suite, sont ajustés manuellement.

Sélection des pistes Si, après l'étape de détection, plusieurs trajectoires sont possibles, on utilise un programme de sélection des trajectoires basé sur la minimisation d'une fonction de coût. Celle-ci est composée de trois termes. Le premier est relié à la vitesse moyenne des particules (V_m), le second à leur accélération relative (a) et le troisième à l'angle formé par trajectoire (θ).

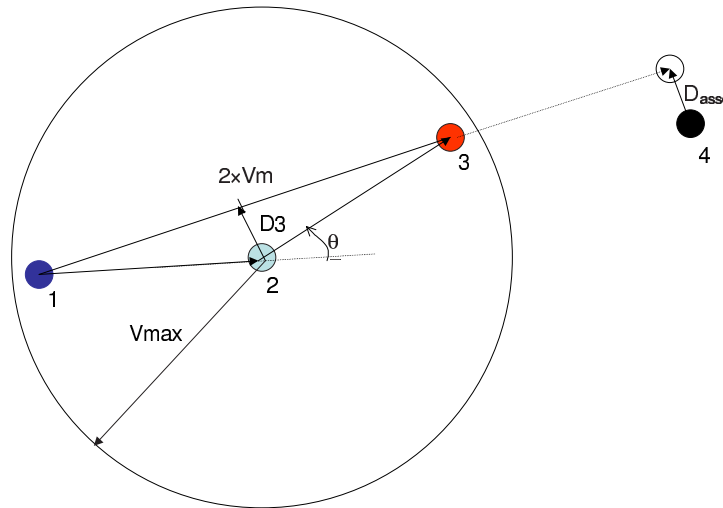


FIG. 3.21 – **Procédure de suivi de particules.** On étudie les liens géométriques entre trois objets situés dans trois images successives pour initialiser les pistes et on conserve les plus proches d'une trajectoire idéale pour les poursuivre

Suivi des pistes Après l'initialisation, les pistes doivent être poursuivies. Pour cela, on utilise une fonction itérative qui à chaque nouvelle image du film, va prolonger ou éliminer une trajectoire. La piste est poursuivie si la distance entre le plot réel et un plot "idéal" est inférieure à une valeur donnée (D_{asso}) (cf. figure 3.22). Ce point idéal est calculé comme étant la continuité de la trajectoire 1-3 avec la vitesse moyenne V_m . A la fin du traitement, on obtient un tableau comprenant les positions et intensités relatives à chaque point de chaque trajectoire. Pour chaque nouvelle image du film, les procédures de détection et de sélection sont relancées pour prendre en compte l'arrivée de nouvelles particules sur l'écran.

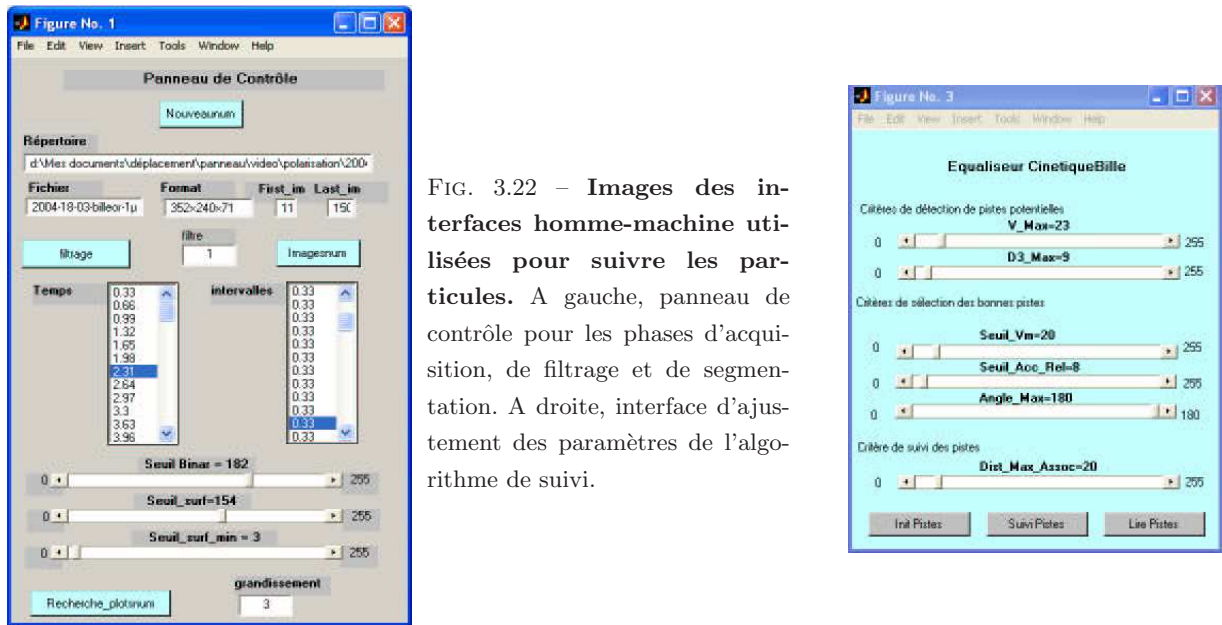


FIG. 3.22 – Images des interfaces homme-machine utilisées pour suivre les particules. A gauche, panneau de contrôle pour les phases d'acquisition, de filtrage et de segmentation. A droite, interface d'ajustement des paramètres de l'algorithme de suivi.

Tri des pistes Parmi toutes les trajectoires identifiées, certaines ne nous intéressent pas. Par exemple, les particules situées loin du guide qui ne sont pas soumises aux forces optiques ne sont pas conservées. On sélectionne donc les trajectoires pertinentes par rapport à leur direction. Seules les pistes représentant des particules se déplaçant le long du guide sont retenues (cf. figure 3.23). De plus, pour limiter les erreurs numériques évoquées plus haut, on ne mesure que la vitesse moyenne des particules sur toute la trajectoire et on élimine les trajectoires trop courtes pour lesquelles l'erreur numérique dans l'étape de raffinement des positions est supérieure à 5 %.

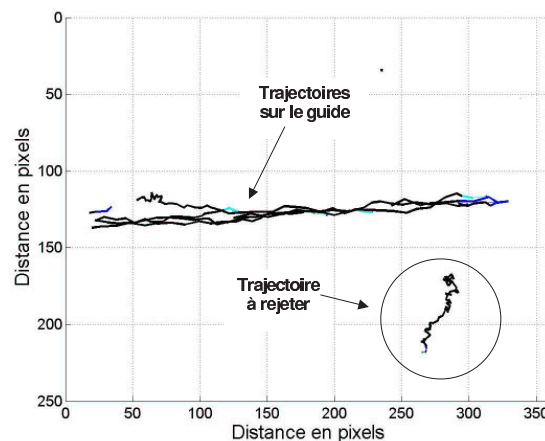


FIG. 3.23 – Illustration de la sélection des particules. La trajectoire en bas à droite correspond à une particule éloignée du guide qui ne doit pas rentrer dans le calcul des vitesses.

3.3.3.2 Exploitation des résultats

Les données obtenues sont riches et permettent de tracer plusieurs types de graphiques qui nous apportent des informations différentes (cf. figure 3.24) :

- **Les trajectoires** des billes qui nous permettent par exemple de visualiser le déplacement latéral des particules au-dessus des guides.

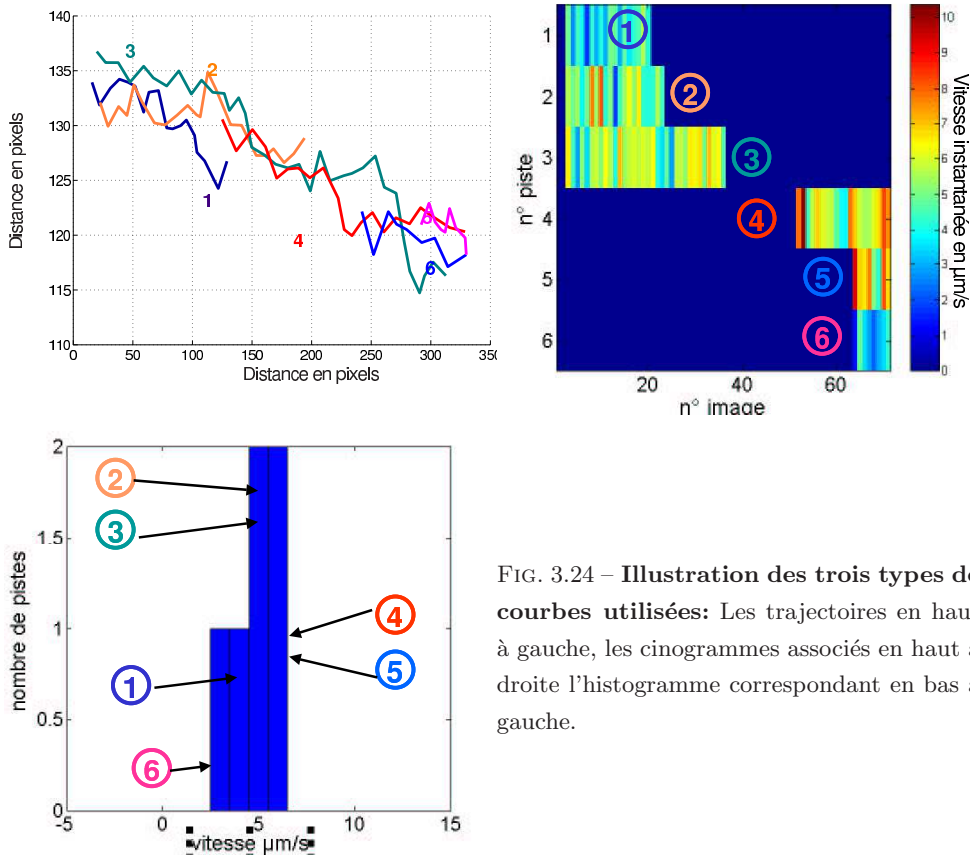


FIG. 3.24 – Illustration des trois types de courbes utilisées: Les trajectoires en haut à gauche, les cinogrammes associés en haut à droite, l'histogramme correspondant en bas à gauche.

- **Des cinogrammes** qui représentent pour chaque piste, les vitesses instantanées des particules mesurées entre deux images d'un film. Ils permettent d'observer des variations temporelles de vitesses qui peuvent éventuellement être liées au caractère multimode d'un guide.
- **Des histogrammes** que nous utiliserons le plus souvent et qui représentent la répartition des vitesses des particules sur le guide. Grâce au système de tri de trajectoire, ils ne prennent en compte que les vitesses moyennes des objets dans la direction du guide. De plus, ils permettent de quantifier la dispersion sur l'ensemble des vitesses. On notera que la précision de mesure des vitesses moyennes dépend du nombre de trajectoires étudiées.

3.3.4 Analyse des erreurs et des incertitudes

Dans le cadre d'une approche du problème en terme de traitement du signal, il conviendrait d'étudier les performances de l'algorithme, ses taux de réussite et d'échec, sa robustesse vis à vis du bruit à l'aide de séquences synthétiques. Toutefois, dans notre configuration de travail qui est relativement simple mais aussi parce que l'on exerce à tout instant un contrôle visuel sur les résultats, nous avons choisi de simplement valider notre algorithme par une approche expérimentale. Pour cela, nous étudierons successivement les différentes sources d'erreur et d'incertitude. Elles résultent principalement de trois causes :

- Le premier type d'erreur provient d'une mauvaise détection des objets ce qui implique que certaines particules ne sont pas considérées. Dans notre cas, on limite ce type d'omission en travaillant dans un milieu très dilué et en vérifiant en plusieurs instants du film que les

seuillages sont corrects. Pour des particules micrométriques, le rapport signal sur bruit est élevé ce qui réduit la possibilité d'erreur. On notera que ces omissions sont indépendantes de la mesure des vitesses moyennes des particules.

- Le second type d'erreur provient de fautes lors du suivi des trajectoires. Sur le guide, les pistes à étudier sont relativement simples ce qui limite le problème. Toutefois, lorsque deux particules entrent en contact, le risque d'intervertir les trajectoires est important. On interrompt donc les deux pistes au niveau du point de contact. De plus, on vérifie visuellement que les trajectoires trouvées sont cohérentes. On notera que le tri des pistes en fonction de leur direction limite la possibilité d'erreur même si elle entraîne éventuellement de la perte d'information.
- La troisième source d'incertitude résulte d'une erreur dans le positionnement des objets liée aux pixels de la caméra et affecte directement la mesure de vitesse. Comme nous l'avons évoqué précédemment, ces erreurs peuvent être importantes. Nous avons donc vérifié que dans nos conditions de travail, leur impact est limité. Pour cela, on place des particules micrométriques identiques à celles que l'on veut déplacer sur un moteur piezoélectrique. Le moteur est actionné à une vitesse constante du même ordre de grandeur que celle attendue pour les particules. On filme le mouvement puis on analyse une image sur dix. On obtient le cinogramme ci-dessous (figure 3.25). Bien que le mouvement soit régulier, on constate des variations de l'ordre de 40 % sur les vitesses instantanées mesurées à cause des erreurs numériques. **Toutefois, l'analyse au niveau d'une trajectoire complète limite ces incertitudes à 1 %.** On ne mesurera donc que les vitesses moyennes sur chaque trajectoire et on veillera à supprimer les trajectoires trop courtes pour lesquelles l'erreur théorique est supérieure à 5 %.

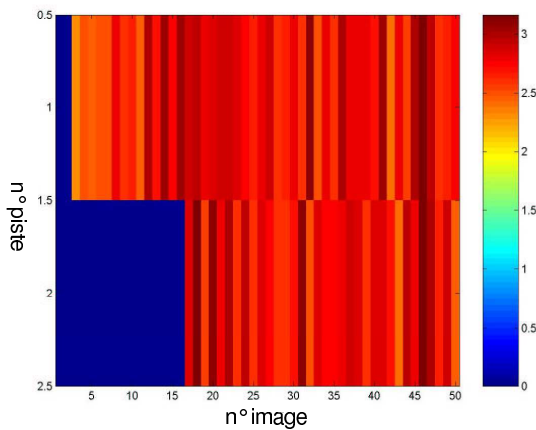


FIG. 3.25 – Cinogramme correspondant à deux particules déplacées par un moteur piezoélectrique. L'erreur de mesure des vitesses instantanées est importante mais elle devient de l'ordre de 1% sur les trajectoires complètes.

3.3.5 Conclusion

Le programme développé permet de suivre et de quantifier le déplacement de particules micrométriques sur un guide d'onde. Dans le cas où on travaille avec des particules relativement grosses (i.e. $1\ \mu m$) dans un milieu suffisamment dilué, les étapes de détection et de suivi des objets sont fiables et les mesures de leurs vitesses sont entachées d'une erreur inférieure à 5%. Toutefois, le dispositif pourrait être amélioré afin d'offrir la possibilité de travailler avec des particules de

plus petite taille ou encore en concentration plus importante. Ces fonctionnalités peuvent être obtenues par des modifications instrumentales ou logicielles. Par exemple, l'utilisation d'une caméra ayant une sensibilité plus importante ou encore d'un éclairage de meilleur qualité (plus intense et plus homogène) permettrait de visualiser et de suivre des particules de quelques centaines de nanomètres de rayon. De même, la mise en place d'un système de détection des objets par corrélation d'image devrait augmenter la sensibilité de détection.

Chapitre 4

Etude expérimentale du déplacement de particules sur des guides d'ondes

Une fois le banc mis en place, nous avons entrepris les premières expériences de déplacement de particules. Notre but est d'essayer de mieux comprendre la physique qui intervient dans ces processus et notamment d'isoler les contributions purement optiques d'autres effets, d'origine thermique notamment. Ceci devrait nous permettre d'acquérir une meilleure maîtrise de nos systèmes pour évoluer ensuite vers des structures plus complexes de type microsystème.

Dans ce but, nous avons étudié trois types de guides d'ondes qui correspondent à des degrés de confinement de la lumière très différents et qui sont représentatifs de technologies variées. Chacune des sections de ce chapitre se rapportera à un type de structure (guides réalisés par échange d'ions potassium, argent et en nitrure de silicium). Le but est de mettre en évidence les points communs à tous ces dispositifs mais surtout d'en faire ressortir les différences qui sont caractéristiques des technologies et procédés utilisés (pertes, état de surface, etc...). Il s'agit aussi de confronter les expériences aux concepts théoriques exposés dans le chapitre 2. Pour chacun des cas, nous commencerons par une étude qualitative des phénomènes avant de réellement quantifier les caractéristiques du mouvement.

4.1 Guides réalisés par échange d'ions potassium

Comme nous l'avons décrit dans le chapitre 3, ces guides sont caractérisés par de faibles sauts d'indices ($\Delta n = 0.01$) qui engendrent des modes guidés étalés sur plusieurs microns de diamètre. Ces propriétés se traduisent par des taux de couplage relativement importants (30%) et des tolérances d'alignement de plusieurs microns. Ces paramètres, associés à la taille et la résistance du substrat, en font des outils particulièrement souples d'utilisation qui paraissent parfaitement adaptés à de premières expériences. **On notera par ailleurs que sur toutes les images, sauf précision, la lumière se propage de droite à gauche** (contrairement aux images des simulations présentées dans le chapitre 2).

4.1.1 Approche qualitative des phénomènes

Dans cette partie, nous étudierons successivement les caractéristiques du mouvement de particules de natures différentes (or, verre, latex), qui nous permettront de mettre en évidence l'existence de différents processus physiques.

4.1.1.1 Déplacement de particules métalliques

Les modélisations présentées dans le chapitre 2 font apparaître que, en théorie, le déplacement d'objets métalliques micrométriques est le plus simple à réaliser (les forces mises en jeu sont théoriquement les plus importantes). C'est pourquoi, en premier lieu, nous avons travaillé avec des particules d'or de $1\ \mu\text{m}$ de diamètre. Les billes sont placées dans l'eau, au dessus d'un guide monomode et l'injection de lumière est réglée de façon à maintenir une puissance constante d'environ 200 mW dans le guide. Le mode guidé est polarisé TM (Transverse Magnétique).

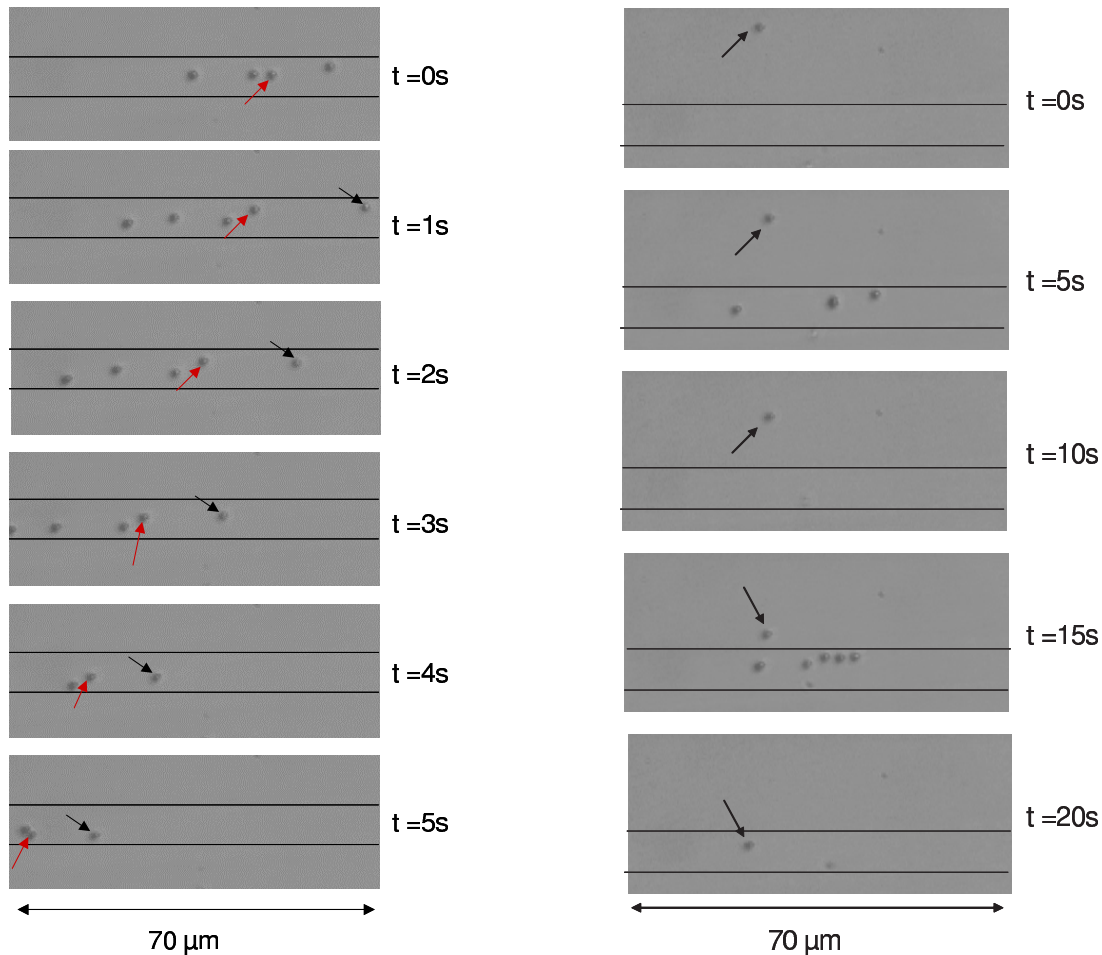


FIG. 4.1 – Déplacement de particules d'or de $1\ \mu\text{m}$ de diamètre sur un guide réalisé par échange d'ions potassium. A gauche, mise en évidence de la pression de radiation qui propulse les billes le long du guide ainsi que de la dispersion des vitesses (flèches rouges). A droite, illustration du regroupement des particules sur le guide; la portée de cet effet est largement supérieure à celle des forces de gradient.

A la vue de ces images, nous pouvons établir plusieurs remarques :

- Les particules se déplacent dans le sens de propagation de la lumière, conformément aux prédictions théoriques concernant les effets de pression de radiation. Nous confirmerons

l'origine de ce mouvement dans le paragraphe 4.1.2.4.

- Latéralement, le piégeage est stable : les billes propulsées restent confinées au niveau du guide d'onde. Elles disposent cependant d'une certaine latitude de déplacement latéral caractéristique de la largeur du puits de potentiel optique. Ce serpentement engendre une certaine dispersion sur les vitesses des billes que nous qualifierons plus tard.
- On observe un phénomène de regroupement des particules sur le guide. En effet, au bout de quelques instants, toutes les billes situées dans le champ de la caméra sont concentrées sur le guide. Ce phénomène ne s'explique pas uniquement par l'action des forces de gradient car sa portée est très grande devant les dimensions latérales du mode guidé. Il semble qu'il s'agisse d'un phénomène fluïdique. Nous vérifierons ce point par des expériences complémentaires.

Ces premières observations confirment les prédictions théoriques du chapitre 2 concernant l'existence des forces de pression de radiation. Toutefois, elles illustrent également la présence de phénomènes thermiques ou fluïdiques que nous n'avions pas envisagés précédemment et dont l'impact est non négligeable.

4.1.1.2 Déplacement de particules de verre

Mise en évidence de la pression de radiation Après avoir démontré la propulsion d'objets métalliques, il convient d'illustrer le phénomène sur des objets diélectriques. Pour cela, nous avons étudié le mouvement de particules de verre ayant un indice de réfraction $n = 1.55$ à 1064 nm et un diamètre de $2\text{ }\mu\text{m}$.

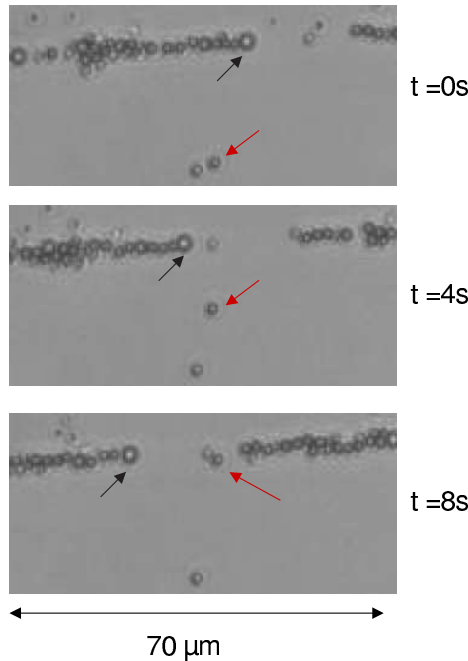


FIG. 4.2 – **Déplacement de particules de verre sur un guide en potassium.** La propulsion existe toujours mais la puissance guidée nécessaire au mouvement est plus importante (environ 400 mW). Les particules ont tendance à se coller pour former de petites chaînes. Latéralement, les effets de concentration sont toujours présents.

Leur comportement est globalement assez différent de celui des billes d'or:

- Si, comme les billes métalliques, les particules sont propulsées le long du guide par la pression de radiation, les puissances nécessaires au déplacement sont beaucoup plus importantes. Pour obtenir des vitesses du même ordre de grandeur, la puissance guidée doit

cette fois-ci être d'environ 400 mW (contre 200 mW pour des billes d'or). Ceci confirme les observations théoriques selon lesquelles, à puissance égale, les particules métalliques sont soumises à des forces optiques supérieures à celles agissant sur des billes diélectriques.

- L'effet de regroupement des particules sur le guide existe toujours mais son efficacité est plus importante, probablement à cause des puissances plus fortes injectées.
- A la différence des billes métalliques, les objets diélectriques ont tendance à se coller pour former de petites chaînes qui se déplacent de long du guide. Ce phénomène a aussi été mis en évidence par Grujic et *al.*[52] sur des guides réalisés par échange d'ions césium. Il est couramment observé dans une configuration de pinces optiques classique. Cet "accrochage optique" proviendrait d'interactions attractives entre des objets diélectriques sous l'action de champ optiques intenses [112].
- La vitesse des chaînes de particules est généralement légèrement supérieure à celle des particules seules [52]. Cet aspect peut se concevoir d'un point de vue hydrodynamique par analogie avec une course cycliste. En effet, la première des billes entraîne ses congénères dans sa trainée comme un cycliste le ferait avec ses coéquipiers. La seconde particule, subissant une force optique similaire à la première, mais un frottement fluide moins intense, pousse la première en augmentant ainsi la vitesse de l'ensemble.

Illustration des forces de gradient Au-delà de ces aspects, la manipulation de particules diélectriques nous a aussi permis de mettre en évidence les effets des forces de gradient. Pour cela nous avons utilisé un guide multimode dans lequel on contrôle la répartition de l'intensité lumineuse pour favoriser un maximum d'intensité soit sur la droite du guide, soit sur sa gauche (cf. figure 4.3). En observant les particules au dessus de la structure, on constate qu'elles se déplacent latéralement d'une position à l'autre lorsque la répartition de l'intensité guidée est modifiée. Ceci illustre l'existence d'une force de gradient latérale qui attire les billes sur le maximum d'intensité.

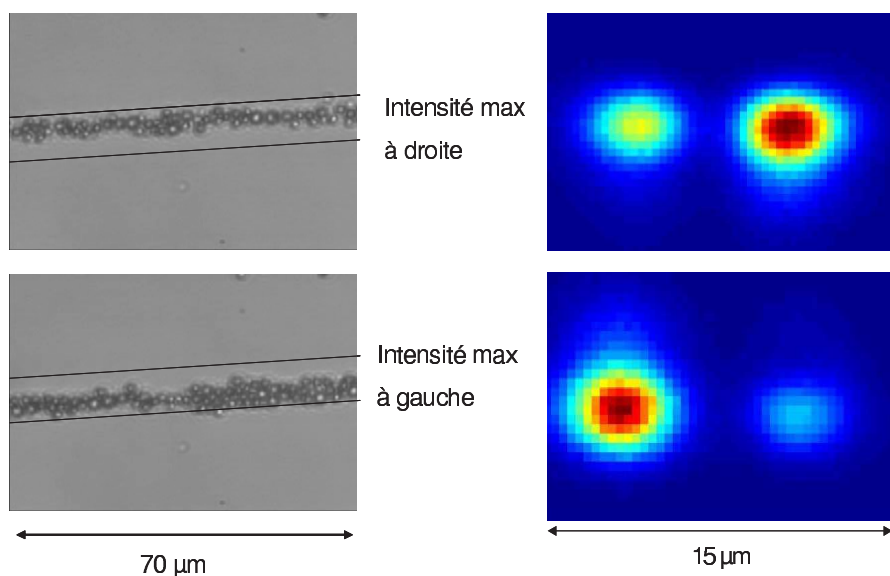


FIG. 4.3 – **Mise en évidence des forces de gradient.** La chaîne de particules, initialement en haut du guide, se déplace spontanément vers le bas de la structure lorsqu'on modifie la distribution d'intensité dans le guide.

Ces expériences mettent en évidence des différences de comportement conséquentes entre particules métalliques et diélectriques, comme les phénomènes “d'accrochage optique”. Par ailleurs, elles démontrent l'existence d'un double effet de concentration des billes : par l'action des forces de gradient mais aussi, à plus large portée, par l'action des mouvements de fluides.

4.1.1.3 Déplacement de particules de latex

Après les particules de verre, nous avons testé le déplacement de billes de latex de $3\mu\text{m}$ de diamètre. Leur mouvement est complètement différent de celui des particules de verre. Si on retrouve un effet de concentration des billes au niveau du guide, les autres phénomènes n'existent plus (cf. figure 4.4):

- Les particules ne sont pas propulsées le long du guide par la pression de radiation mais repoussées verticalement au dessus de celui-ci. On visualise la formation d'une cellule de convection probablement générée par un échauffement au niveau du guide d'onde. Les billes sont attirées vers le guide puis déplacées vers la partie supérieure de la chambre avant de repartir dans la direction opposée.
- L'impact des forces de gradient semble être négligeable devant ces effets thermiques.
- Dans cette configuration, la densité des particules étant particulièrement faible ($d = 1.01$), les billes sont plus sensibles aux phénomènes thermo-fluidiques qu'aux effets optiques.

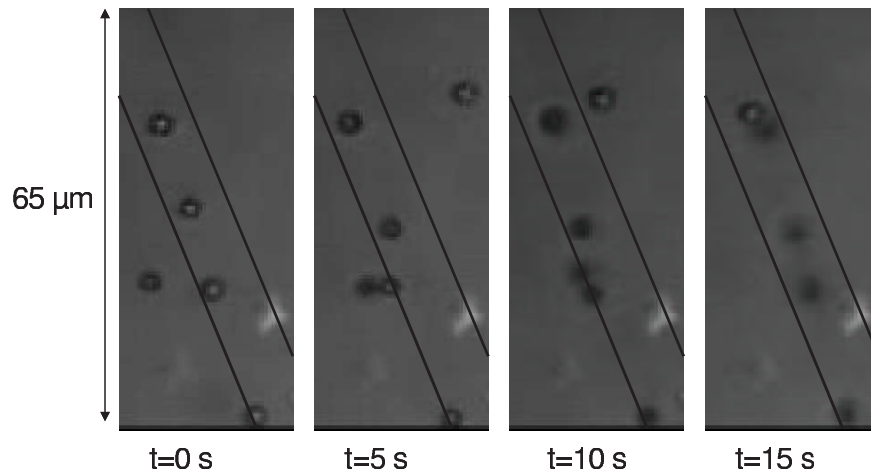


FIG. 4.4 – **Illustration des phénomènes fluidiques.** Les particules de latex sont attirées sur le guide puis soulevées par les mouvements de convection. On visualise nettement la défocalisation des objets liée à leur élévation. Si on suit les particules, on constate que sur la partie supérieure de la chambre, leur mouvement s'inverse ce qui est caractéristique d'une cellule de convection.

Ces observations semblent confirmer que les effets de regroupement de particules, systématiquement observés sur ces guides, sont en fait liés à des phénomènes thermo-fluidique associés à de la convection. Ils se superposent aux effets optiques et leur impact n'est pas négligeable. On peut ainsi se demander si d'autres effets thermiques ne jouent pas un rôle directement au niveau de la propulsion des particules. Nous évaluerons cet aspect du problème dans le paragraphe 4.1.3.

4.1.2 Analyse quantitative du mouvement des particules

Après ces observations qualitatives, nous avons privilégié une approche plus quantitative des phénomènes. Celle-ci devrait nous procurer une meilleure compréhension des processus physiques mis en jeu.

4.1.2.1 Influence de la puissance guidée

Nous nous sommes tout d'abord intéressés à l'influence de la puissance guidée sur les vitesses de déplacement de particules d'or de $1\text{ }\mu\text{m}$ de diamètre (cf. figure 4.5). Pour chaque puissance du laser, nous avons quantifié le déplacement d'un grand nombre de particules (entre 40 et 80) (cf. chap. 3 paragraphe 3.3). Ceci nous a permis d'obtenir, en chaque point, un histogramme des vitesses des billes ainsi qu'une valeur de la dispersion sur ces vitesses. Les barres d'erreur reportées sur la courbe correspondent donc à la dispersion réelle sur le mouvement des particules. Par ailleurs, la précision sur la valeur moyenne de ces vitesses dépend du nombre de trajectoires étudiées. On notera que nous n'avons pas étudié le cas de particules diélectriques car leurs déplacements ne sont significatifs qu'à très forte puissance.

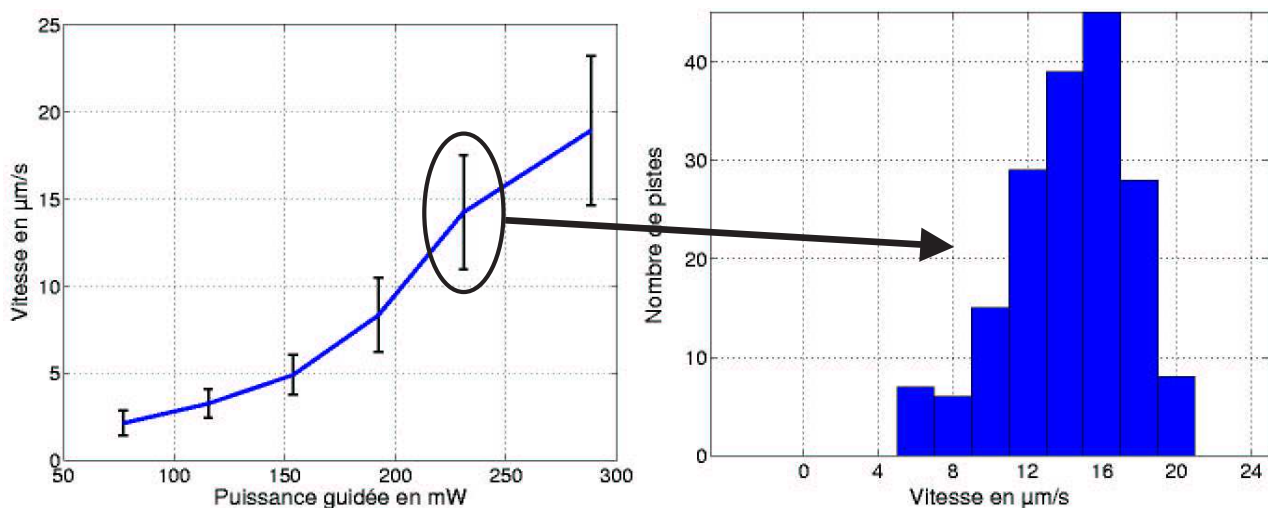


FIG. 4.5 – **Influence de la puissance guidée.** A droite, exemple d'histogramme des vitesses obtenu pour une puissance modale de 230 mW. A gauche, évolution des vitesses des particules en fonction de la puissance guidée. Au-delà de 150 mW, les vitesses des billes augmentent proportionnellement à la puissance modale. En dessous de cette puissance, il semble que des interactions de surface entre la particule et le guide perturbent le mouvement.

Cette figure appelle plusieurs remarques:

- Tout d'abord, la vitesse de propulsion des billes augmente avec la puissance guidée.
- La dispersion mesurée est d'environ 25%, quelle que soit la puissance modale. Elle est représentative du mouvement latéral des particules dans le puits de potentiel.
- Pour de fortes puissances guidées (au delà de 150 mW), la vitesse des billes est globalement proportionnelle à l'intensité incidente, ce qui est conforme aux prédictions théoriques.
- Toutefois, la droite ainsi obtenue ne passe pas par zéro : il apparaît qu'il faut dépasser un certain seuil de puissance pour mettre les particules en mouvement. Cet effet pourrait provenir d'un frottement solide au niveau de la surface, généré par des forces de Van der

Waals par exemple. Ces observations sont conformes à celles réalisées par Ng et *al.* sur des particules d'or de quelques dizaines de nm [47].

Une fois encore, ces données illustrent le couplage de phénomènes physiques de natures différentes. Ceux-ci se superposent aux effets optiques et ont un impact non négligeable.

4.1.2.2 Influence de la polarisation de la lumière

Nous avons montré dans le paragraphe 4.1.1 que les particules métalliques et diélectriques peuvent être piégées de façon stable sur les guides réalisés par échange d'ions potassium. Toutefois, leur comportement en fonction de la direction de polarisation de la lumière peut être très différent.

Premières observations Pour une puissance modale guidée et des taux de couplage dans le guide similaires en TE et TM, on constate que les billes d'or se déplacent beaucoup plus vite en polarisation TM. Nous avons quantifié ces observations pour des particules d'or d'un diamètre de $1\ \mu\text{m}$ et une puissance modale d'environ 190 mW (cf. figure 4.6). La vitesse moyenne des billes est de $1.1 \pm 0.3\ \mu\text{m/s}$ en polarisation TE et de $3.5 \pm 0.8\ \mu\text{m/s}$ en polarisation TM. **Ainsi, à puissance guidée constante, les billes avancent environ trois fois plus vite en polarisation TM.**

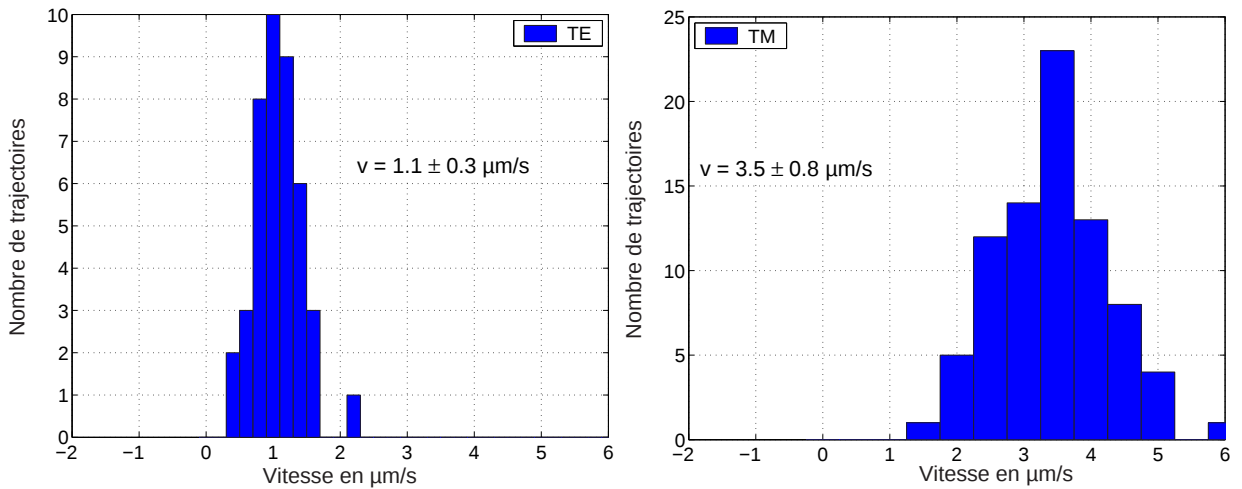


FIG. 4.6 – **Influence de la polarisation de la lumière sur les vitesses des particules.** Histogrammes des vitesses de particules d'or, d' $1\ \mu\text{m}$ de diamètre, mesurées sur 42 trajectoires en polarisation TE (à gauche) et sur 81 pistes en TM (à droite). La vitesse moyenne des particules est de $1.1 \pm 0.3\ \mu\text{m/s}$ en polarisation TE et de $3.5 \pm 0.8\ \mu\text{m/s}$ en polarisation TM.

Comparaison de différents types de particules Nous avons réalisé le même type de mesure avec des particules de verre et de tungstène. Les résultats obtenus sont reportés dans le tableau 4.1. Le comportement des particules de tungstène est similaire à celui des billes d'or et leurs vitesses augmentent d'un facteur 1.7 en polarisation TM. A l'inverse, **le mouvement des particules de verre n'est pratiquement pas influencé par la direction de polarisation de la lumière.** On notera que, dans ce cas, les expériences ont été réalisées avec une puissance guidée d'environ 380 mW, qui correspond au minimum requis pour déplacer des objets

diélectriques sur ce type de guide. Ces observations illustrent le fait que les variations de vitesse sont directement liées au caractère métallique des particules.

	P (mW)	v_{TE} ($\mu\text{m/s}$)	v_{TM} ($\mu\text{m/s}$)
or	190	1.1 ± 0.3	3.5 ± 0.8
tungstène	190	4.1 ± 0.7	7.0 ± 1.9
verre	380	1.0 ± 0.4	0.9 ± 0.3

TAB. 4.1 – Comparaison des vitesses de déplacement de trois types de particules en fonction de la direction de polarisation de la lumière.

Approche théorique Pour expliquer ces phénomènes, il nous faut nous rapporter aux modélisations présentées dans le chapitre 2. Nous avons calculé les variations des forces de pression de radiation et de gradient s'exerçant sur une particule de $1\ \mu\text{m}$ de diamètre en fonction de la polarisation. Les billes sont placées en surface d'un guide potassium de $1.9\ \mu\text{m}$ d'épaisseur et de $4\ \mu\text{m}$ de largeur, similaire à celui présenté dans le chapitre 2 paragraphe 2.4.3.3. Les résultats correspondants sont regroupés dans le tableau 4.2.

TAB. 4.2 – Variations de forces de pression de radiation et de gradient en fonction de la polarisation pour différents matériaux.

	F_{TE}/F_{TM}	$F_{TE}^{grad}/F_{TM}^{grad}$
verre	1.08	0.62
tungstène	0.59	-1.20
or	0.76	-0.65

Pour des billes diélectriques, comme pour les objets métalliques, les forces de pression de radiation varient théoriquement assez peu d'une polarisation à l'autre. Ceci est conforme à ce que l'on observe expérimentalement sur des objets diélectriques mais ne permet pas d'expliquer le comportement des particules d'or. Pour des billes métalliques, on constate que **les forces de gradient subissent des changements importants avec la polarisation, à la fois dans leurs directions et leurs amplitudes**. Il est probable que les différences de vitesses mesurées soient la conséquence directe de ce comportement. Toutefois, cette hypothèse demande à être étayée et nous avons donc réalisé des expériences complémentaires pour éclaircir ce point.

Résultats complémentaires Nous avons observé en détail le comportement des billes lorsque la direction de polarisation change. Tout d'abord, si l'éclairage du zoom est éteint, on visualise, en surface du guide, de petits points brillants, correspondant à la lumière découplée par les particules (cf. figure 4.7). On constate que l'intensité de ces points varie fortement lorsque la polarisation change. En particulier, ils sont très visibles en polarisation TM et quasiment inexistantes en polarisation TE. Ceci confirme le fait que l'interaction avec le mode guidé est très différente d'une polarisation à l'autre. Les effets décrits précédemment sont donc clairement de nature optique.

Par ailleurs, nous avons observé les positions et les trajectoires des billes en surface d'un guide

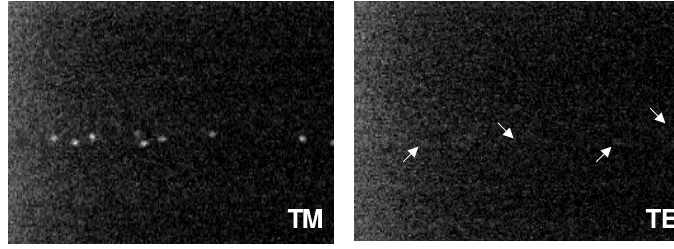


FIG. 4.7 – **Visualisation du découplage de lumière au niveau du guide d'onde.** En polarisation TM, sans éclairage de l'échantillon, on observe des points brillants en mouvement sur la surface qui illustrent le découplage de lumière au niveau de l'interaction avec la particule. Lorsqu'on tourne la polarisation, l'intensité de ces points décroît fortement pour devenir quasiment nulle en polarisation TE. L'interaction avec le mode guidé est donc très différente d'une polarisation à l'autre.

monomode, en fonction de la polarisation. Les limites du guide sont délicates à cerner. Toutefois, on distingue un léger contraste de réflectivité au niveau de la zone guidante, qui provient de l'augmentation locale de l'indice. Il nous permet de localiser approximativement l'emplacement du guide.

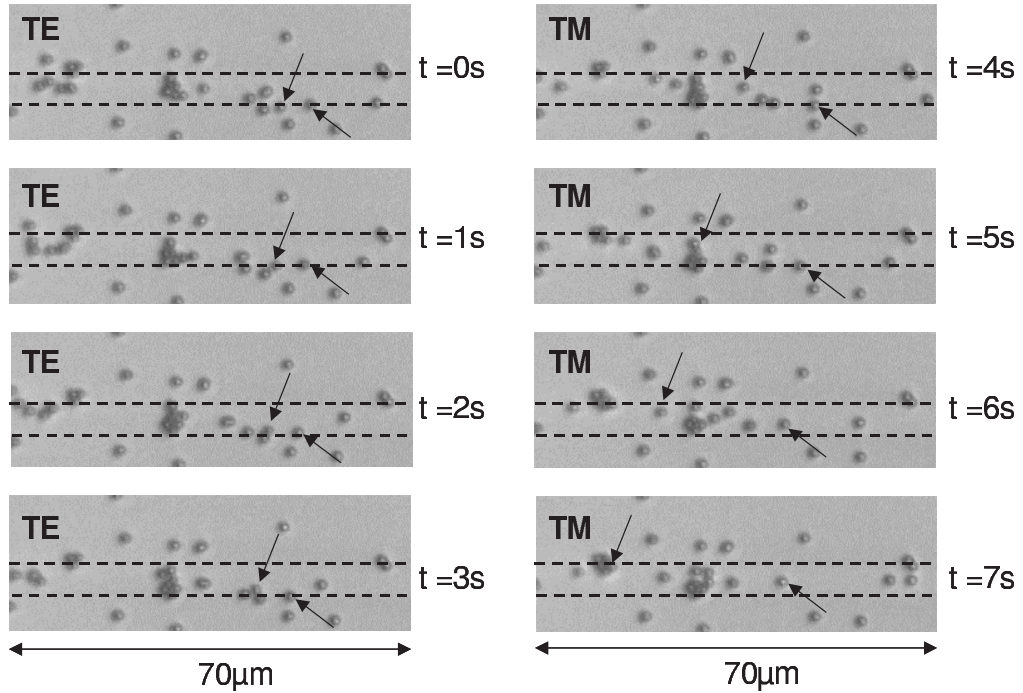


FIG. 4.8 – **Mise en évidence de l'impact de la polarisation sur des objets métalliques** (bille d'or de diamètre $1\mu m$). Lorsqu'on passe d'une polarisation TE à une polarisation TM, les billes accélèrent fortement et celles situées en bordure du guide se décalent nettement dans la direction perpendiculaire au guide. Cet effet n'existe pas sur des objets diélectriques. Sur l'image, la lumière se propage de droite à gauche.

Sur la figure 4.8, nous avons regroupé les images obtenues en surface d'un guide monomode lorsqu'on change brutalement la direction de polarisation de la lumière. On retrouve, une fois encore, les variations de vitesses mises en évidence précédemment. Toutefois, on constate aussi que les particules situées en bordure du guide, pour la polarisation TE, se décalent nettement dans la direction perpendiculaire au guide, en polarisation TM. Cet effet n'existe pas pour des objets diélectriques. Nous étudierons ces phénomènes plus en détail dans le paragraphe 4.2.1

Hypothèses Les expériences réalisées ne nous permettent pas de conclure sur l'origine des différences de vitesses des particules métalliques en fonction de la polarisation. Toutefois, on peut isoler deux hypothèses qui permettent de rendre compte de ces résultats :

- La première met en oeuvre les forces de gradient verticales. En effet, les modélisations effectuées mettent en évidence, en polarisation TE, des forces de gradient verticales répulsives d'une amplitude d'environ 2 pN (cf. chapitre 2). Celles-ci sont donc largement supérieures aux forces de gravité, qui pour une particule d'or de $1\ \mu\text{m}$, sont de l'ordre de 0.1 pN. Ainsi, **en polarisation TE, l'action répulsive du champ pourrait éloigner la particule de la surface du guide.** Ceci réduirait de façon conséquente l'intensité du champ au niveau de la bille et donc les effets de pression de radiation (cf. figure 4.9). Ces phénomènes sont délicats à quantifier notamment à cause du mouvement brownien et des forces de Van der Waals qui agissent également sur la bille.
- La seconde hypothèse est basée non plus sur l'action des forces de gradient verticales mais sur celle des forces de gradient latérales. D'un point de vue énergétique, les particules ont une énergie donnée par le mouvement brownien (E_{bille}) et, en polarisation TE, elles sont en interaction avec un potentiel répulsif (V) (cf. figure 4.9). **Celui-ci a tendance à écarter les billes du centre du guide.** Toutefois, les particules peuvent continuer à interagir avec les flancs du mode guidé. L'intensité y est localement plus faible qu'au milieu du mode. Ceci expliquerait les diminutions de vitesses observées ainsi que le déplacement latéral des particules lorsqu'on tourne la polarisation.

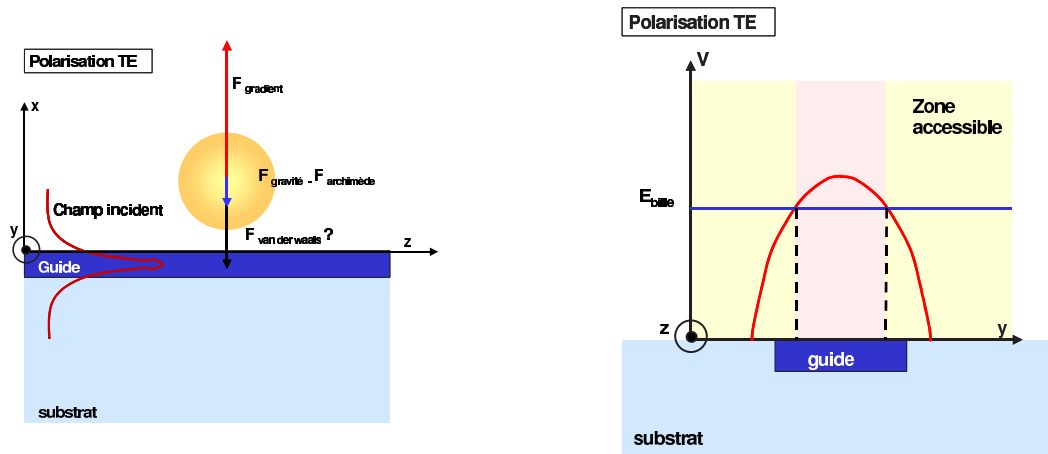


FIG. 4.9 – Influence des forces de gradient répulsives sur le déplacement des particules d'or. Deux hypothèses sont à envisager. La première (figure de gauche) consiste à considérer que les forces de gradient verticales repoussent la bille du guide et limitent son interaction avec le mode guidé. La seconde (à droite) est basée sur le fait que le potentiel répulsif écarte les billes du centre du guide ce qui diminue l'intensité lumineuse au niveau de la particule.

Cependant, on constate que toutes les billes ne sont pas expulsées du guide en polarisation TE. Il est possible que la topographie existant au niveau de la zone guidante (cf. chapitre 3, paragraphe 3.2.1.1) perturbe ce phénomène. Des observations complémentaires sur des guides de natures différentes devraient nous apporter plus d'informations sur ce point.

Dans tous les cas de figure, cette approche nous a permis de mettre en évidence des comportements originaux des particules métalliques en surface d'un guide d'onde. Notamment, la

direction de polarisation de la lumière, qui ne perturbe pas les particules diélectriques, influence fortement le déplacement des billes métalliques. Les différences de vitesses observées semblent être corrélées à l'existence de forces de gradient répulsives au dessus du guide. Bien que l'on ne puisse pas cerner précisément le mode d'action de ces forces, elles ont impact indéniable et ce qui confirme la nature optique des phénomènes de propulsion. On notera de surcroît, que les deux effets envisagés précédemment pour expliquer ces comportements peuvent, en pratique, se superposer et se pondérer.

4.1.2.3 Evaluation de la reproductibilité des mesures

Les observations et mesures de vitesses présentées dans les paragraphes précédents ne nous apportent en réalité qu'une connaissance semi-quantitative des phénomènes physiques. En effet, si les variations observées avec la puissance laser ou encore la polarisation sont reproductibles, les valeurs absolues des vitesses ne le sont pas. Notamment, deux mesures réalisées sur le même guide, avec la même puissance modale mais à deux instants différents peuvent conduire à des variations de vitesses de l'ordre de 60 %. Plusieurs paramètres peuvent perturber les mesures:

- **Le nombre de particules en surface du guide.** En effet, chaque bille découple une partie de la lumière guidée et la puissance effectivement disponible pour la propulsion des particules dépend de leur concentration. Cet effet a un impact limité dans notre cas, à la fois parce qu'on travaille en milieu dilué et parce que le découplage induit par chaque particule est faible.
- **La zone d'observation.** Les pertes de propagation font décroître la puissance le long du guide. On veillera donc à toujours travailler à la même distance de la zone d'injection (quelques millimètres du bord du guide).
- **Les interactions avec la surface.** Comme nous l'avons montré dans le paragraphe 4.1.2.1, les forces surfaciques entravent le mouvement des billes. Il conviendrait de les maîtriser à l'aide de traitements de surface adaptés.
- **L'injection de lumière.** La mise en évidence de l'influence de ce paramètre requiert un examen plus approfondi. En effet, il semble que le taux de couplage dans le guide influence le déplacement des billes. Nous avons étudié ce dernier point en faisant varier volontairement les pertes au niveau de l'injection. La puissance modale est maintenue à une valeur constante de 190 mW et les pertes de couplage compensées en augmentant la puissance du laser au niveau de l'injection. Les résultats obtenus sont reportés sur la figure 4.10.

On constate que lorsque les pertes d'injection augmentent, la vitesse des particules croît légèrement. Il semblerait qu'une "mauvaise" injection favorise la présence de lumière parasite ou de modes rayonnés dans la structure. Le confinement des guides étant faible, ces derniers peuvent se propager sur des distances relativement importantes (quelques mm). Ils augmenteraient de façon artificielle l'intensité de surface des guides sans être pris en compte dans le contrôle de puissance en sortie.

Cette analyse illustre le fait qu'il est en pratique très difficile de contrôler tous les paramètres intervenant dans nos expériences pour garantir la reproductibilité des mesures. Nous veillerons

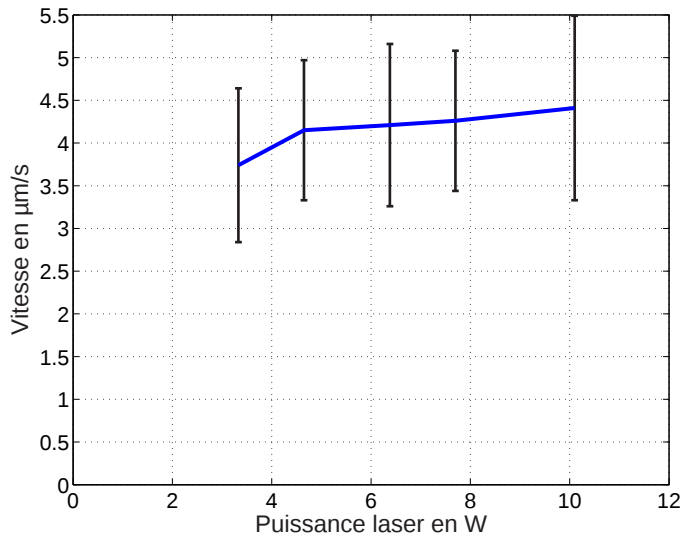


FIG. 4.10 – Influence des pertes d'insertion sur la vitesse des particules. A puissance modale constante, les vitesses des particules augmentent légèrement avec les pertes d'insertion. Ceci pourrait provenir de la présence de modes rayonnés dans la structure.

donc, sur toutes nos structures, à réaliser les expériences que l'on désire comparer en une seule étape.

4.1.2.4 Conclusion et discussion

La quantification des vitesses de déplacement des particules sur des guides réalisés par échange d'ions potassium nous a permis d'obtenir une meilleure compréhension des phénomènes physiques mis en jeu. Notamment, l'analyse des effets de polarisation a révélé des comportements originaux des billes métalliques qui pourraient s'avérer intéressants dans une perspective de tri de particules. Par ailleurs, l'étude de l'influence de la puissance guidée a permis de montrer l'existence d'interactions surfaciques entre la bille et le guide que nous n'aurions pas pu mettre en évidence par des observations qualitatives. Ces aspects multiphysiques (thermiques, fluidiques, chimiques) sont cependant délicats à contrôler ce qui limite la reproductibilité de nos mesures. De plus, ces phénomènes sont susceptibles de se combiner à l'optique et d'influencer le mouvement des particules.

Afin de valider ce point, nous avons comparé les simulations numériques des forces optiques aux résultats expérimentaux obtenus. Ce rapprochement n'est qu'indicatif car :

- Les simulations sont effectuées sur des structures à saut d'indice alors que les guides utilisés sont à gradient d'indice.
- Les interactions de surface ne sont pas prises en compte dans la modélisation.
- Les vitesses théoriques calculées correspondent aux vitesses maximales des particules alors que les mesures se rapportent aux vitesses moyennes des billes qui se déplacent latéralement dans le puits de potentiel.

Sur une structure similaire à celle décrite dans le paragraphe 4.1.2.2, en polarisation TM et avec une puissance modale de 300 mW, la vitesse maximale d'une particule d'or en contact avec la surface est théoriquement de $57 \mu\text{m/s}$. Pour la même puissance guidée, on mesure expérimentalement une vitesse moyenne de $19 \mu\text{m/s}$. En dépit des nombreuses approximations, les ordres de grandeur trouvés sont les mêmes et les vitesses maximales théoriques sont effectivement supérieures aux vitesses moyennes mesurées. Ceci confirme que **les forces optiques sont**

bien à l'origine de la propulsion des particules. Ainsi, les aspects thermo-fluidiques ne semblent pas affecter outre mesure la propulsion des particules. Ils agissent cependant de façon nette sur leur mouvement latéral.

4.1.3 Impact des phénomènes thermiques et fluidiques

Jusqu'ici, nous nous sommes principalement focalisés sur les aspects optiques de notre problème. Toutefois, à la vue des premières expériences, il semble clair qu'ils se combinent à des effets thermiques et fluidiques. En effet, l'utilisation de puissances laser de plusieurs centaines de mW au niveau du guide génère inévitablement des phénomènes d'échauffement locaux. Ceux-ci peuvent se localiser dans les particules et générer l'apparition de forces radiométriques (cf. chap 1 paragraphe 1.1.3) ou encore dans le volume du liquide, ce qui entraîne des mouvements de fluide. Dans ce paragraphe, nous nous efforcerons de prendre en compte ces différents aspects, d'explicitier leurs origines ainsi que leur impact sur le déplacement des particules.

4.1.3.1 Les forces radiométriques

Comme nous l'avons évoqué dans le chapitre 1, ces forces résultent de l'apparition d'une distribution non uniforme de température sur la surface d'un corps. Cet échauffement augmente localement l'agitation thermique du milieu environnant au niveau de la face chaude de l'objet ce qui a tendance à le déplacer vers les zones les plus froides. On parle alors de thermophorèse [70]. Dans la vie courante, c'est cet effet qui explique l'accumulation de cendres sur les contours des conduits de cheminée.

Si les gradients de température sont générés par une absorption asymétrique de la lumière par une particule, on parle de photophorèse. Suivant les caractéristiques de la bille et du faisceau incident, on peut cette fois-ci, observer une photophorèse positive (les particules sont repoussées du faisceau lumineux) ou une photophorèse négative (elles sont attirées vers les zones de forte intensité). Dans le cas de particules fortement absorbantes, l'échauffement est toujours plus important sur la face exposée à la lumière et les objets sont repoussés par le faisceau lumineux.

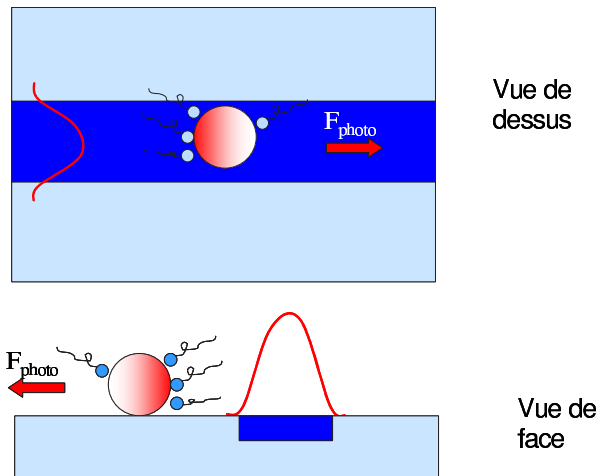


FIG. 4.11 – Illustration de la photophorèse sur une particule absorbante. L'échauffement de la bille (en rouge) augmente localement l'agitation thermique des molécules d'eau (petites billes bleues) et génère une force orientée dans la direction de propagation de la lumière. Latéralement, ces effets radiométriques auraient plutôt tendance à expulser la bille du guide. Ils ne semblent pas prédominants sur les structures étudiées.

Dans nos expériences, les particules diélectriques utilisées sont très peu absorbantes et les effets radiométriques associés sont négligeables [5]. Par contre, les coefficients d'absorption des

billes d'or sont d'environ 10^6 fois plus importants que ceux des particules diélectriques [23]. Les forces radiométriques sont donc susceptibles de se superposer aux effets de pression de radiation pour propulser les objets le long du guide. Cependant, latéralement, elles agissent à l'inverse des forces de gradient et devrait tendre à expulser les billes du guide d'onde (cf. figure 4.11). Sur nos structures, on observe, (au moins en polarisation TM), un piégeage latéral des particules d'or sur le guide. Ceci laisse penser que, dans cette direction, les forces de gradient sont prédominantes. Parallèlement au guide, les mesures de vitesses réalisées sont conformes aux prédictions théoriques obtenues à partir d'un modèle purement optique. Ceci illustre que la propulsion résulte effectivement de la pression de radiation. **En première approximation, on considèrera donc que les effets radiométriques sont négligeables dans notre configuration, y compris dans le cas de particules métalliques.**

Après avoir évalué l'impact des phénomènes thermiques localisés au niveau des particules, nous allons nous intéresser à ceux qui agissent directement sur le fluide.

4.1.3.2 La convection

La propagation d'un mode guidé au niveau de l'interface verre/eau peut générer un échauffement local du substrat ou du fluide en interaction avec la lumière. Il crée un gradient de température dans la chambre de liquide qui est susceptible de déclencher l'apparition de phénomènes de convection. Ceux-ci pourraient expliquer le regroupement des particules sur le guide d'onde que nous avons mis en évidence expérimentalement. Une étude bibliographique nous a permis d'isoler deux types de convection :

- La convection de Rayleigh-Bénard qui est la plus courante. C'est celle que l'on observe, par exemple, dans une casserole d'eau chaude [113].
- La convection de Bénard-Marangoni moins couramment observée mais souvent présente lorsqu'on considère des films de liquide relativement minces [114].

Ces deux processus sont des effets à seuil, qui n'existent que si l'élévation de température entre les deux interfaces de liquide est suffisante. Dans cette partie, nous étudierons ces deux mécanismes ainsi que leurs origines physiques. Notre but est d'isoler l'origine du regroupement de particules que nous avons observé.

Convection de Rayleigh-Bénard Elle provient des propriétés de dilatation des fluides avec la température. En effet, lorsqu'un volume de liquide est localement chauffé, sa densité volumique décroît. Il est alors plus léger que son environnement et a tendance à s'élever. Au contact des couches supérieures de fluide, il se refroidit et finit par retomber. La cellule de convection ainsi formée joue un rôle majeur dans les transferts de chaleur. Toutefois, le phénomène n'existe que si le gradient de température (ΔT), dans le fluide, est supérieur à un certain seuil, qui dépend à la fois des paramètres du liquide et des dimensions du réservoir. Dans notre cas, la hauteur de la chambre est de l'ordre de $250 \mu m$ et le seuil de température associé à la convection de l'ordre de plusieurs centaines de degrés. Il semble clair que **dans nos expériences, les échauffements sont insuffisants pour déclencher ce type de convection.** Ce n'est donc pas ce phénomène qui rassemble les particules sur le guide. Nous allons maintenant évaluer dans quelle mesure la

convection de Marangoni pourrait y contribuer.

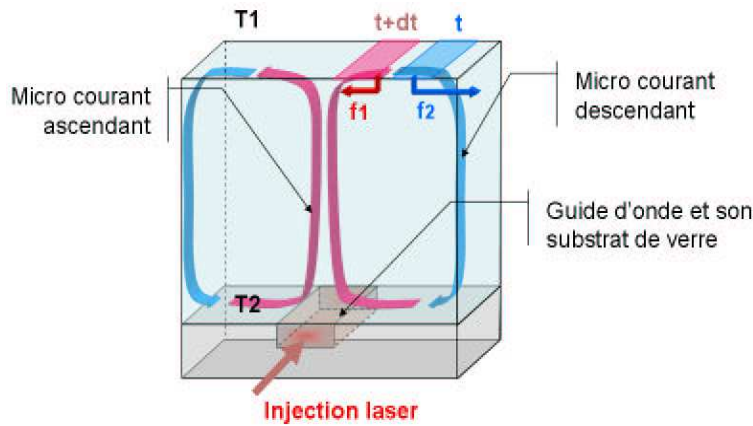


FIG. 4.12 – Illustration de la convection de marangoni. L'échauffement local du fluide engendre une diminution de tension de surface et la portion de fluide est attirée vers les masses les plus froides.

Convection de Bénard-Marangoni Il s'agit d'un phénomène plus subtil basé sur les variations de tension de surface d'un fluide avec la température. En effet, une goutte de liquide localement chauffée voit sa tension de surface diminuer. En conséquence, cette portion de fluide tend à être attirée vers les masses de liquide plus froides disposées de part et d'autre d'un point chaud (cf. figure 4.12). Ce mouvement induit la formation d'une cellule de convection. Le seuil de déclenchement du phénomène dépend des caractéristiques du liquide, notamment de la variation de tension de surface avec la température, ainsi que de l'épaisseur de la chambre. Dans notre configuration, le seuil de variation de température théorique nécessaire au déroulement du processus est de l'ordre de 0.25°C sur une distance d'environ $250\text{ }\mu\text{m}$ (égale à l'épaisseur de fluide). Ce type de convection pourrait donc rendre compte des phénomènes observés. Toutefois, **il n'intervient, en théorie, que si la surface du liquide est libre, ce qui n'est pas notre cas.**

Conclusion sur le regroupement des particules Nous avons mis en évidence expérimentalement un phénomène de regroupement des billes sur le guide d'onde. Celui-ci a une portée latérale de plusieurs dizaines de microns de chaque côté du guide ce qui est largement supérieur à l'extension des champs optiques. En ce sens et comme il permet la concentration automatique des objets contenus dans la chambre, ce comportement est potentiellement intéressant pour des applications de type microsystème. Toutefois, son origine reste indéterminée. **Si expérimentalement on observe un mouvement convectif des billes de latex, une approche théorique permet d'illustrer le fait qu'il ne s'agit ni de convection de Rayleigh ni de convection de Marangoni.** Par ailleurs, des expériences complémentaires, utilisant un simple fil chauffé placé dans la chambre ne nous ont pas permis de reproduire ces résultats. Une observation de ces structures à l'aide d'une caméra thermique devrait nous apporter des informations complémentaires. Pour des raisons matérielles, nous n'avons pas pu entreprendre ce type d'expérience.

4.1.4 Conclusion

Ces premières expériences sur des guides potassium, nous ont permis de mettre en évidence les effets des forces de pression de radiation ainsi que des forces de gradient sur des parti-

cules métalliques et diélectriques. Au-delà de ces aspects, une analyse semi-quantitative des caractéristiques du mouvement a révélé des comportements originaux en polarisation, spécifiquement liés à l'utilisation de particules métalliques, et potentiellement intéressant dans une perspective de tri de particules. L'origine de ces effets n'est pas clairement établie et il convient de les confirmer sur des structures différentes. Par ailleurs, ces expérimentations illustrent l'existence de phénomènes de nature fluide et thermique qui se superposent aux effets optiques et dont il nous faut tenir compte. Bien que leurs origines ne soient pas encore établies, ces effets peuvent eux aussi s'avérer utiles au sein d'un microsystème. Dans la partie suivante, nous nous intéresserons à un autre type de guide d'onde qui nous permettra de confirmer ces résultats mais aussi d'isoler les spécificités associées à chaque type de structure.

4.2 Guides réalisés par échange d'ions argent

Comme nous l'avons décrit dans le chapitre 3, ce type de guide possède des contrastes d'indice similaires à ceux précédemment étudiés mais sont très légèrement enterrés. Il ne permettront donc pas, à priori, d'optimiser l'efficacité du déplacement des particules. Toutefois, leurs caractéristiques sont beaucoup mieux maîtrisées dans le sens où l'on connaît la répartition des ions associée à chaque guide ce qui permet de calculer leurs modes respectifs. D'autre part, l'échantillon étudié regroupe des structures dont les modes ont des dimensions latérales variables. Il nous permettra donc d'étudier les effets de confinement latéral du champ sur le mouvement des particules. Comme précédemment, sur toutes les images, la lumière se propage de droite à gauche.

4.2.1 Approche qualitative des phénomènes

Comme sur les guides réalisés par échange d'ions potassium, nous avons tout d'abord observé le mouvement de particules d'or de $1\ \mu\text{m}$ de diamètre en polarisation TM (cf. figure 4.13) :

- Les billes sont poussées le long du guide par la pression de radiation mais les puissances nécessaires au déplacement sont largement plus importantes que précédemment : environ 400 mW contre seulement 200 mW sur les guides potassium. Ceci illustre directement l'impact du léger enterrage des ions réalisé.
- Le déplacement de particules diélectriques est lui aussi moins efficace. En pratique, les billes n'avancent quasiment pas, toutefois, elles forment toujours des chaînes similaires à celles observées sur les guides potassium.
- A la différence des échantillons précédents, on n'observe cette fois-ci qu'un très léger regroupement des particules sur le guide. La portée des forces notamment, n'est que de quelques microns ce qui semble caractéristique des forces de gradient. Les effets de convection précédemment décrits semblent avoir complètement disparu.
- Une autre différence notable entre les deux types d'échantillons concerne les interactions avec la surface. Sur les guides réalisés par échange d'ions argent, les particules ont tendance à se coller sur le substrat ce qui supprime toute possibilité de les déplacer avec les puissances laser injectées.

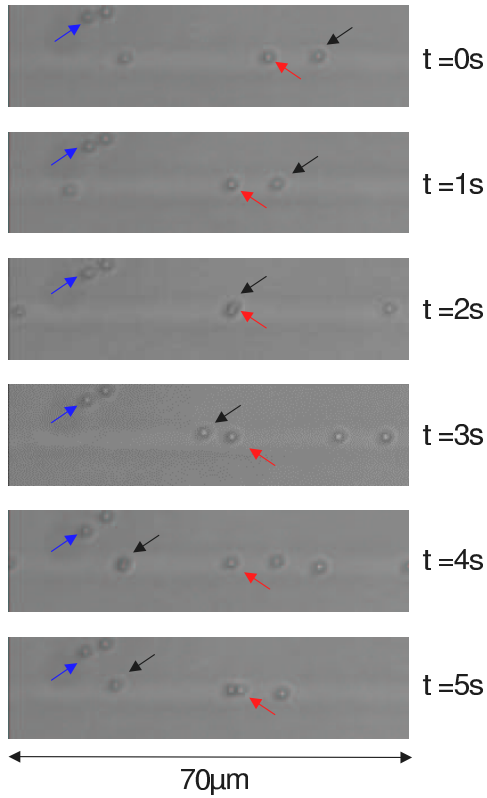


FIG. 4.13 – **Déplacement de particules d'or de $1\mu m$ de diamètre sur un guide réalisé par échange d'ions argent.** Comme pour le potassium, les particules sont propulsées le long du guide par la pression de radiation (flèches noires). Toutefois, certaines d'entre elles se collent sur le guide sous l'action de forces surfaciques et s'immobilisent (flèches rouges). Par ailleurs, on n'observe pas d'effet de regroupement des billes à longue portée (flèches bleues).

Ainsi, si globalement les processus mis en oeuvre sur ces guides sont les mêmes que ceux existants sur des guides potassium, on met cependant en évidence des différences importantes qui sont caractéristiques des procédés utilisés.

4.2.2 Analyse quantitative du mouvement des particules

Après ces observations préliminaires, nous allons maintenant privilégier une approche plus quantitative des phénomènes.

4.2.2.1 Influence de la puissance guidée

Comme dans le cas précédent, on s'intéresse tout d'abord à l'influence de la puissance guidée sur les vitesses de déplacement de particules d'or, de $1\mu m$ de diamètre, en polarisation TM (cf. figure 4.14). Pour chaque point de la courbe, nous avons étudié les trajectoires d'environ 80 particules et tracé les histogrammes correspondants.

On constate que:

- Pour les gammes de puissance étudiées, la vitesse des particules varie linéairement avec la puissance modale guidée.
- La droite obtenue ne passe pas par zéro ce qui illustre l'existence d'un seuil de puissance à dépasser pour mettre les particules en mouvement.
- Ceci confirme les observations réalisées sur des guides potassium et permet d'illustrer la présence d'un frottement solide sur la surface. Celui-ci pourrait provenir d'interactions de type Van der Waals. (cf. paragraphe 4.1.2.1).

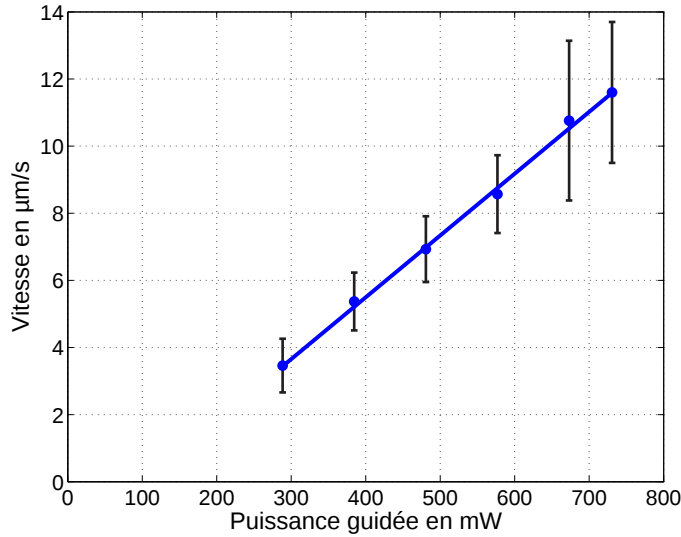


FIG. 4.14 – Influence de la puissance guidée sur le déplacement des particules. Pour les gammes de puissance étudiées, la vitesse des billes augmente proportionnellement à la puissance guidée. De plus la droite obtenue met en évidence un seuil de décollage des particules qui peut être lié à l'existence d'interactions de surface de type Van der Waals.

Ainsi, les tendances dégagées sur les guides potassium sont confirmées sur ces guide argent de même que l'influence des interactions de surface.

4.2.2.2 Influence de la taille du mode guidé

Comme nous l'avons évoqué au début de cette partie, l'échantillon étudié regroupe des structures dont les modes ont des dimensions latérales variables. Les profils d'intensité surfaciques théoriques correspondant aux différentes fenêtres d'échange du masque sont reportés sur la figure 4.15 (à gauche). On constate que le mode généré par la fenêtre d'échange la plus large ($3,1 \mu\text{m}$) possède l'intensité de surface la plus importante. En outre, plus la taille de la fenêtre diminue, plus les intensités surfaciques décroissent.

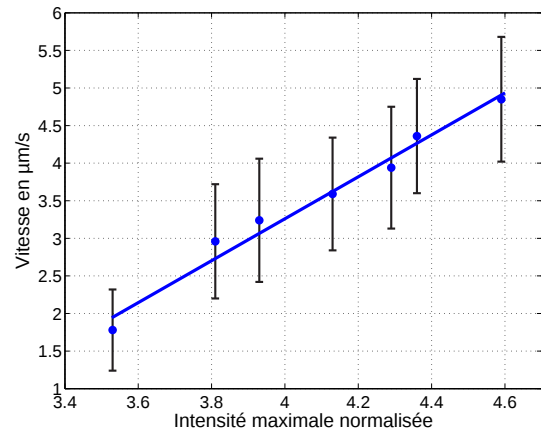
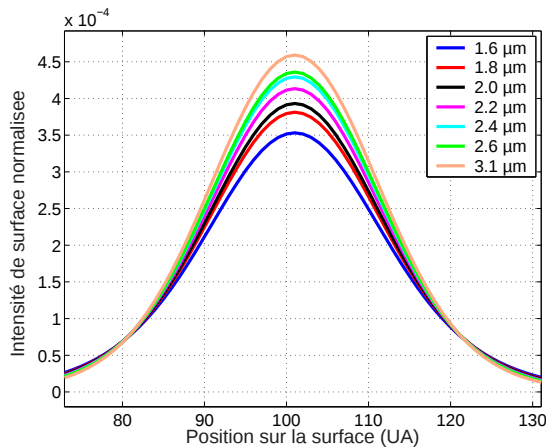


FIG. 4.15 – Influence du confinement latéral du champ sur les vitesses de particules d'or de $1 \mu\text{m}$ de diamètre. Aux fenêtres d'échanges les plus grandes correspondent les modes les moins larges et les intensités de surfaces les plus importantes (à gauche). Les vitesses des particules augmentent proportionnellement à l'intensité de surface et les guides les plus confinés engendrent la propulsion la plus efficace (à droite).

Partant de ces données, nous avons mesuré les vitesses de particules d'or de $1 \mu\text{m}$ de diamètre sur ces différents guides (cf. figure 4.15, à droite). On constate que, à puissance égale, la vitesse des particules augmente proportionnellement à l'intensité maximale en surface du guide. Ceci

est conforme aux prédictions théoriques et confirme l'impact du confinement latéral du champ sur le déplacement des particules.

4.2.2.3 Influence de la polarisation de la lumière

Nous avons mis en évidence, dans le paragraphe 4.1.2.2, des variations importantes des vitesses des particules d'or avec la polarisation de la lumière. Toutefois, nous n'avons pas pu isoler leur cause exacte. L'étude de ces guides qui, contrairement aux échantillons précédents, présentent une rugosité de surface très faible (quelques nanomètres) (cf. annexe A, devrait nous apporter des informations supplémentaires.

Comparaison des vitesses des particules Les effets de la polarisation de la lumière sont délicats à étudier sur des particules diélectriques car leur mouvement est trop lent. Cependant, nous avons mesuré les vitesses de déplacement de particules d'or de $1\ \mu\text{m}$ de diamètre, en fonction de la puissance guidée et de la polarisation. On obtient les courbes suivantes (figure 4.16) :

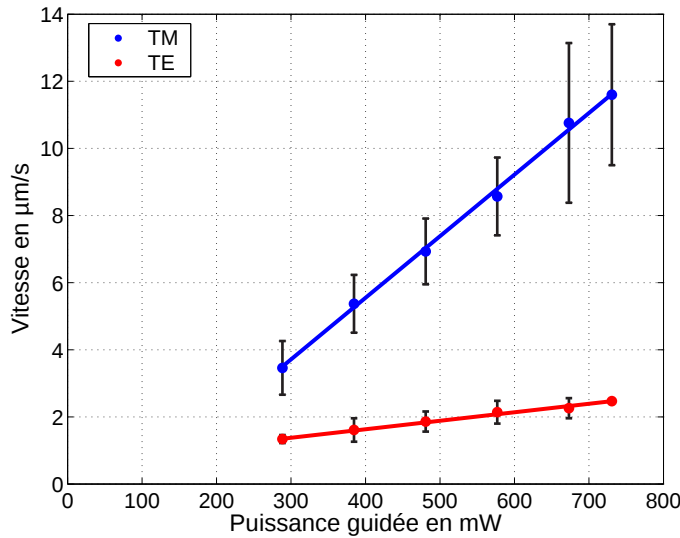


FIG. 4.16 – Influence de la polarisation et de la puissance guidée sur les vitesses de déplacement de particules d'or de $1\ \mu\text{m}$ de diamètre. Comme sur les guides potassium, les vitesses des particules d'or sont nettement plus importantes en polarisation TM.

On confirme les effets observés sur les guides potassium : les vitesses sont nettement plus importantes en polarisation TM. Par ailleurs, les pentes associées à chacune des courbes sont très différentes. **Plus la puissance guidée est importante, plus l'écart entre les deux polarisations se creuse.** Cet effet pourrait s'expliquer par l'action de forces de gradient répulsives qui réduisent la zone d'interaction entre le mode guidé et la particule lorsque la puissance modale augmente. Pour vérifier ce point, nous avons effectué des expériences complémentaires.

Analyse complémentaire Comme pour les guides potassium, nous avons observé en détail le comportement des billes d'or lorsque la direction de polarisation change. Cette fois-ci, l'observation est plus aisée car le contraste d'indice délimitant la zone guidante est meilleur. On notera que la mise au point du zoom est faite de façon à pouvoir observer simultanément les billes et le guide. Celui-ci apparaît légèrement plus clair que le fond.

Sur la figure 4.17, nous avons reporté les images obtenues en surface d'un guide monomode lorsqu'on change la direction de polarisation. On rappellera que la lumière est injectée sur la

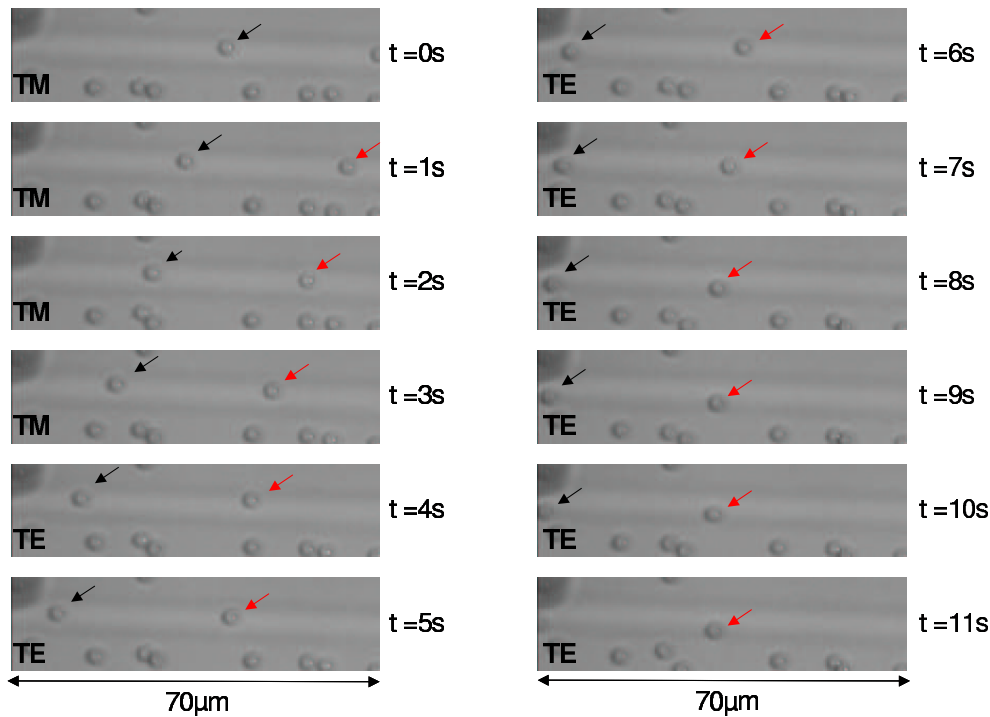


FIG. 4.17 – Influence de la polarisation de la lumière sur des particules d'or de $1\,\mu\text{m}$ de diamètre. Lorsqu'on tourne la polarisation de TM à TE, les billes qui sont centrées sur le guide ralentissent instantanément puis sont progressivement éloignées vers les bordures de la zone guidante.

droite de l'image. En polarisation TM, les billes sont placées sur le centre du guide et leurs vitesses sont importantes. Dès que l'on tourne la polarisation (à $t = 4\text{ s}$), on observe un ralentissement immédiat des particules. Celles-ci sont ensuite progressivement éloignées vers les bordures de la zone guidante ($t = 6\text{ s}$ à 11 s). Elles continuent cependant à avancer légèrement. Si on tourne à nouveau la polarisation en TM, les billes retournent sur le centre du guide et leurs vitesses augmentent.

Bilan Ces observations confirment la coexistence des deux phénomènes évoqués dans le cas des guides potassium:

- Le ralentissement instantané des particules lorsque la polarisation passe en TE met en évidence le fait qu'elles sont repoussées de la surface du guide par des forces de gradient verticales.
- L'expulsion progressive des billes vers les bordures du guide illustre l'existence de forces de gradient latérales répulsives.
- On notera que l'amplitude des forces de gradient verticales est en théorie 100 fois plus importante que celle des forces de gradient latéral¹. Ceci explique que le ralentissement soit immédiat et l'expulsion plus lente à mettre en oeuvre.

Finalement, ces guides nous ont permis de mettre en évidence de façon claire l'existence de forces de gradient répulsives en polarisation TE. Elles ont un double impact : le ralentissement des particules mais aussi leur expulsion du guide d'onde.

1. le calcul est réalisé à l'aide du modèle présenté dans le paragraphe 2.4.3.3

4.2.3 Conclusion

Les expériences menées sur les structures en argent confirment en grande partie les observations réalisées sur les guides potassium :

- L'étude de l'influence de la puissance guidée valide la présence d'un seuil nécessaire à la mise en mouvement des particules.
- L'analyse des effets de polarisation confirme la présence de forces de gradient attractives en polarisation TM et répulsives en polarisation TE. Ces dernières ont pour conséquence un ralentissement des particules ainsi qu'une expulsion vers les bordures de la zone guidante. La maîtrise de ces propriétés ouvre des perspectives intéressantes dans le domaine du tri de particules.

Par ailleurs, ces guides nous ont permis de mettre en évidence une efficacité de propulsion (qui représente le rapport des vitesses des particules sur la puissance injectée) accrue par les modes les plus confinés latéralement. Ceci s'avère intéressant dans une perspective d'optimisation des dispositifs existants. En outre, nous avons aussi dégagé des différences fondamentales au niveau des effets thermiques et fluidiques qui sont caractéristiques des procédés technologiques utilisés. Malgré cela, l'efficacité de propulsion associée à ces guides reste insuffisante pour envisager leur intégration dans un micro-système. Dans le paragraphe suivant, nous nous intéresserons à des guides en nitrure de silicium qui génèrent un confinement vertical de la lumière beaucoup plus important que ceux-ci et sont également représentatifs d'une technologie complètement différente.

4.3 Guides réalisés par dépôt de couche mince en nitrure de silicium

4.3.1 Caractéristiques des échantillons utilisés

Rappel A l'inverse des échantillons précédents, ces structures sont caractérisées par des sauts d'indice très importants par rapport au substrat ($\Delta n = 0.52$). Par ailleurs, on rappellera que tous les guides utilisés sont multimodes et qu'il ont des pertes de propagation de l'ordre de 14 dB/cm en polarisation TM (cf. chapitre 3, paragraphe 3.2.1.3). D'un point de vue topographique, la couche de nitrure de silicium a une épaisseur de 200 nm et elle est déposée en surface de la structure. Ceci signifie qu'on a une petite marche de chaque côté du ruban. De par leurs dimensions, ces guides ont des tolérances d'alignement très faibles ($< 0.5 \mu m$) ce qui rend les expériences beaucoup plus délicates à réaliser que précédemment.

Évaluation de la puissance guidée Sur ces structures, l'évaluation de la puissance guidée est plus complexe que dans les autres configurations. En effet, la diffraction du mode en sortie de guide est très large ($ON > 1$). L'objectif de collection ne récupère donc qu'une petite part de la lumière guidée. Il convient d'évaluer de façon théorique la portion d'énergie collectée par l'objectif et de corriger les mesures de puissances.

Dans notre cas, nous avons simplement considéré que le mode est représenté par deux gaussiennes dont les dimensions sont déterminées à partir du mode fondamental de la structure.

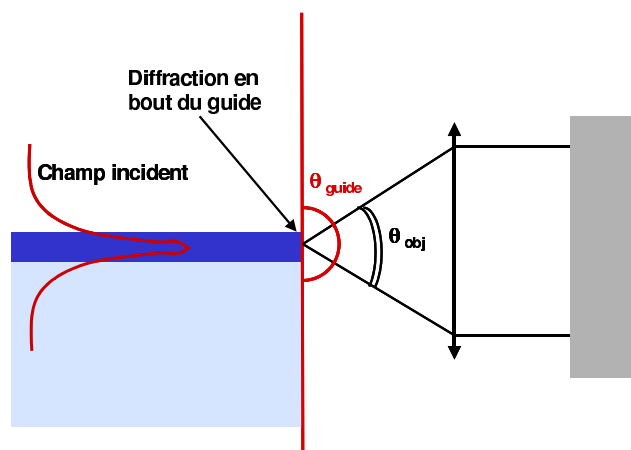


FIG. 4.18 – Illustration de la diffraction du mode en sortie de guide. La valeur mesurée après l'objectif de microscope est largement inférieure à celle qui se propage effectivement dans le guide.

La proportion d'énergie collectée par l'objectif de microscope est calculée dans l'espace des fréquences à l'aide de la transformée de fourier du mode guidé et de l'ouverture numérique de l'objectif de microscope. Cette approche est largement simplifiée car :

- elle ne considère que l'influence du mode fondamental.
- elle ne prend pas en compte la forme réelle du mode guidé.
- elle néglige complètement les réflexions de Fresnel sur la sortie du guide.

Toutefois, elle semble suffisante, dans un premier temps, pour donner des ordres de grandeur. La proportion d'énergie théoriquement collectée en sortie de différents guides utilisés est reportée dans le tableau 4.3.

TAB. 4.3 – Proportion de lumière collectée théoriquement par l'objectif de sortie en fonction des dimension latérales des guides.

taille	$1\ \mu m$	$2\ \mu m$	$5\ \mu m$	$8\ \mu m$	$10\ \mu m$
puissance collectée	10 %	15 %	25 %	27.5 %	28 %

Plus le ruban est étroit, plus la diffraction latérale est angulairement large, plus la proportion de lumière collectée est faible. A la vue de ces valeurs, la correction des mesures semble primordiale.

4.3.2 Approche qualitative des phénomènes

Dans ce paragraphe, nous étudierons, de façon qualitative, le déplacement de particules de natures différentes. A la différence des autres échantillons et à cause des pertes de propagation en polarisation TM, ces premières observations sont réalisées en polarisation TE. Sur toutes les images, la lumière se propage de droite à gauche.

4.3.2.1 Déplacement de particules de verre

Premières observations Pour limiter les difficultés d'injection de lumière, les premières expériences ont été réalisées sur les guides relativement larges ($6\ \mu m$). Les particules utilisées

sont des billes de verre d'un diamètre moyen de $2\mu m$ et la puissance modale est d'environ 40 mW (cf. figure 4.19).

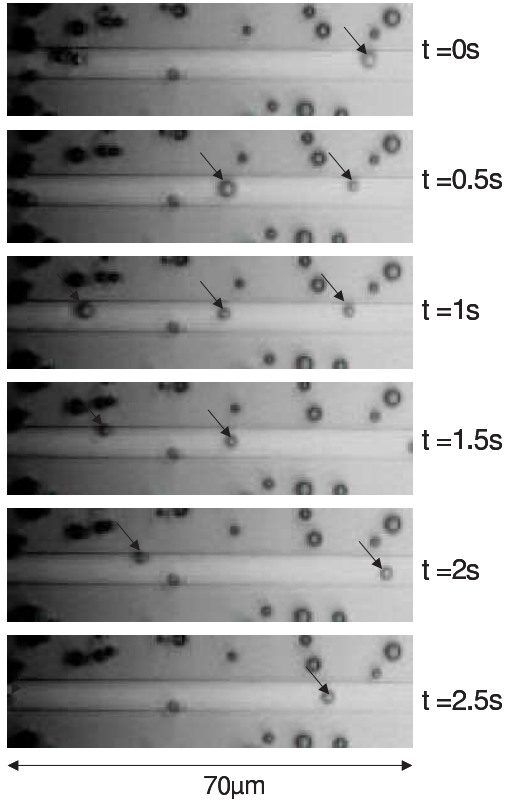


FIG. 4.19 – **Déplacement de particules de verre de $2\mu m$ de diamètre sur un guide en nitrure de silicium de $6\mu m$ de large.** Pour des puissance guidées de seulement 40 mW, les billes sont poussées le long du guide par la pression de radiation. Leurs trajectoires ne sont pas rectilignes : les billes serpentent sur toute la largeur du ruban. Toutefois, elles suivent toutes la même trajectoire probablement déterminée par les maxima locaux d'intensité. Sur les images ci-contre, la lumière se propage de droite à gauche.

Ces images nous permettent d'établir plusieurs remarques :

- Bien que la puissance guidée soit environ 10 fois inférieure à celle utilisée sur des guides potassium, les vitesses de déplacement des particules sont beaucoup plus importantes. Ceci confirme l'efficacité des guides en nitrure de silicium, mise en évidence théoriquement dans le chapitre 2.
- Les billes ne se déplacent pas sur une trajectoire rectiligne. Elles serpentent sur toute la largeur du ruban. On peut noter qu'elles suivent toutes approximativement le même chemin. Celui-ci est probablement déterminé par les maxima locaux d'intensité.
- Les vitesses des particules peuvent varier très fortement d'une zone du guide à l'autre, ce qui illustre, une fois encore, les variations d'intensité locale dues au caractère multimode de la structure.

Après ces premières expériences, nous avons observé le comportement des billes en surface de guides de largeur similaire à la taille des particules.

Illustration du déplacement sur des guides plus confinés. Cette fois-ci les billes sont placées en surface d'un guide d'une largeur de $1\mu m$ dans lequel la puissance modale est d'environ 20 mW (cf. figure 4.20). Leur comportement est légèrement différent du cas précédent :

- Pour des puissances guidées environ 2 fois inférieures à celles utilisées précédemment, les vitesses de déplacement des particules sont similaires. Ceci illustre l'influence du confinement latéral du champ dans les guides.

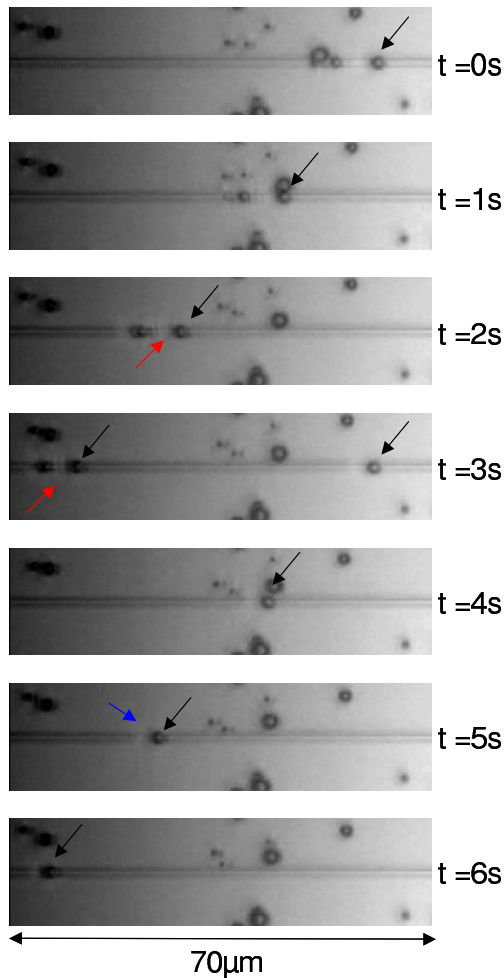


FIG. 4.20 – Déplacement de particules de verre de $2\mu\text{m}$ de diamètre sur un guide en nitrure de silicium de $1\mu\text{m}$ de large. Pour des puissance guidées de l'ordre de 20 mW, les billes sont poussées le long du guide par la pression de radiation (flèches noires). Elles suivent le rail sur tout leur parcours, ce qui illustre la présence de forces de gradient latérales particulièrement fortes. Sur ces structures, l'interaction avec le mode guidé est très intense : on observe un découplage de lumière en amont des particules (flèche bleue) ainsi qu'une forte interaction entre les billes (flèches rouges). Sur les images, la lumière se propage de droite à gauche.

- Latéralement, les particules sont attirées sur le guide puis suivent une trajectoire rectiligne sur toute la longueur de la puce. Ce comportement est caractéristique de la présence de forces de gradient particulièrement intenses. En effet, la largeur du ruban étant similaire à celles des particules, le mode guidé associé génère un puits de potentiel très étroit dans lequel les billes n'ont que peu de latitude de déplacement.
- L'interaction avec le mode guidé est beaucoup plus intense que sur les autres échantillons. Même lorsque l'éclairage du système de visualisation est allumé, on observe un fort découplage de la lumière guidée au niveau de la particule. On notera que les surintensités sont principalement localisées à l'avant de la bille.
- L'interaction entre les billes est elle aussi particulièrement forte. Notamment, lorsque deux particules se rapprochent, on visualise une modification de la répartition de l'intensité diffusée et globalement, une augmentation du découplage de lumière. Toutefois, le nombre de chaînes formées est moins important que sur les autres structures.

Les premières expériences réalisées sur ce type de dispositif démontrent une très grande efficacité en terme de vitesse de propulsion. Notamment **les puissances laser nécessaires au déplacement des particules de verre sont environ 20 fois inférieures à celles précédemment utilisées**. Ainsi, en dépit des pertes d'insertion conséquentes (13 dB) dans ces guides, le confinement vertical du champ accroît fortement les vitesses de propulsion des particules.

4.3.2.2 Déplacement de particules de latex

Après les particules de verre, nous avons testé le déplacement de billes de latex de $1\ \mu\text{m}$ de diamètre. On rappellera que nous n'avons pas réussi à les déplacer sur les guides précédemment utilisés. Dans ce cas, à l'image des billes de verre, les particules sont canalisées sur le guide puis propulsées par les forces de pression de radiation (cf. figure 4.21). Les puissances nécessaires, sont là aussi de l'ordre de 20 mW.

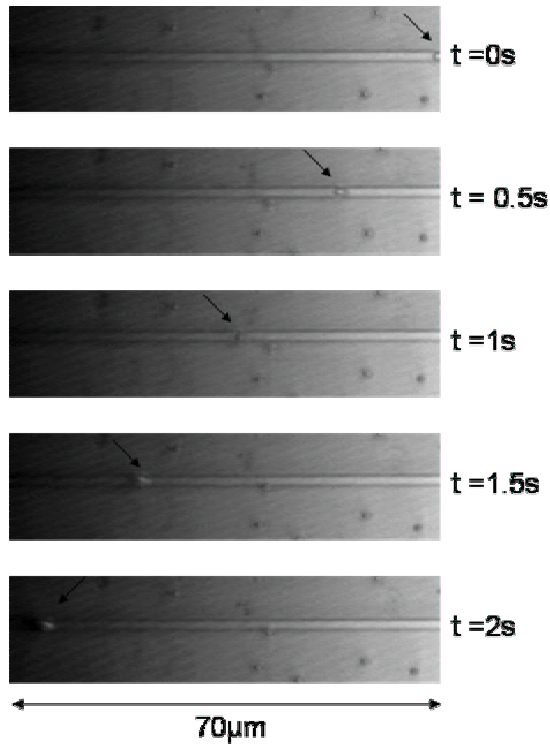


FIG. 4.21 – Déplacement de particules de latex de $1\ \mu\text{m}$ de diamètre sur un guide en nitrure de silicium de $1\ \mu\text{m}$ de large. Comme les particules de verre, les billes sont canalisées sur le guide et propulsées le long de celui-ci. Les phénomènes fluidiques observés sur les guides potassium sont inexistantes sur ces structures.

Ces expériences appellent à plusieurs remarques :

- De par leurs faibles densités, les particules sont réparties spatialement dans tout le volume de la chambre. Seules celles qui entrent à un instant donné en contact avec le guide sont propulsées. Les autres conservent un mouvement brownien aléatoire. En ce sens, le déplacement des billes de latex est moins collectif que celui des particules de verre qui tombent toutes sur la surface. De plus les particules de latex piégées restent sur le guide ce qui illustre la présence de forces de gradient verticales attractives.
- Nous avons, dans le même cadre, mis en évidence le déplacement de particules latex de 300 nm de diamètre. Elles sont difficiles à visualiser directement, mais sans éclairage, on aperçoit clairement leur mouvement sur le guide. Nous n'avons pas pu tester le déplacement de particules de tailles inférieures parce que la sensibilité de détection de la caméra ne permet pas de les visualiser.
- Les effets fluidiques présentés sur les guides potassium n'existent plus sur ces échantillons et on n'observe pas de regroupement massif des particules sur le guide. Seules les forces de gradient, dont la portée est limitée, attirent les billes sur le guide.

Cette approche confirme les observations réalisées sur des billes de verre et illustre une fois encore les performances de ces dispositifs. On notera que ce gain d'efficacité permet d'élargir les

gammes d'utilisation de ces outils à des particules diélectriques de taille inférieure au micron, ce qui n'était pas possible jusqu'alors. D'autre part, sur ces échantillons, les phénomènes de nature thermique et fluide ont un impact secondaire.

4.3.2.3 Déplacement de particules d'or

Après avoir démontré la propulsion d'objets diélectriques, nous allons nous intéresser au cas des particules métalliques. On rappelle que ces expériences sont réalisées en polarisation TE sur un guide ayant cette fois-ci une largeur de $4\text{ }\mu\text{m}$. Les particules utilisées sont des billes d'or d'un diamètre de $1\text{ }\mu\text{m}$. Leur comportement est très différent de celui observé sur des particules diélectriques (cf. figure 4.22) :

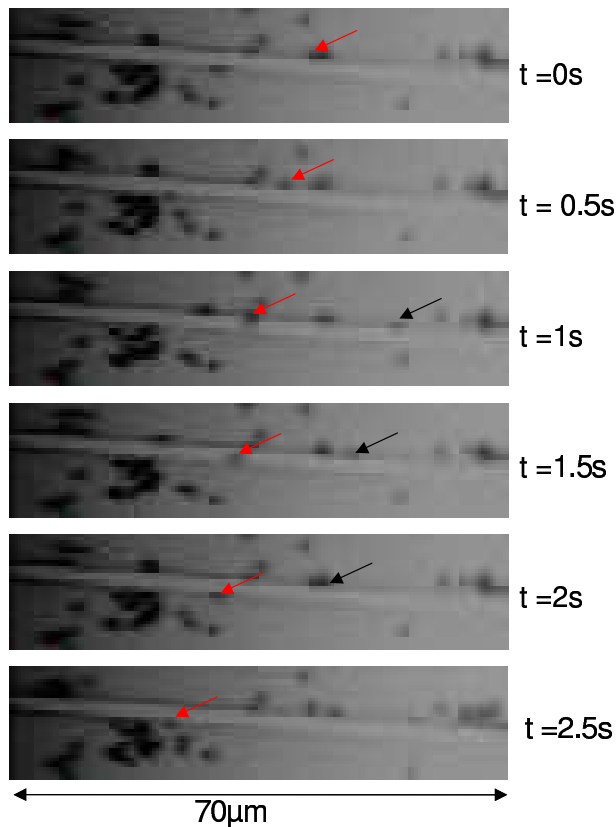


FIG. 4.22 – Déplacement de particules d'or de $1\text{ }\mu\text{m}$ de diamètre sur un guide en nitrure de silicium de $4\text{ }\mu\text{m}$ de large. A l'inverse des particules diélectriques, en polarisation TE, les billes d'or sont propulsées par saccades, sur les cotés du guides. Elles traversent parfois le ruban mais ne restent pas sur sa surface. Les puissances nécessaires au déplacement sont supérieures à celles utilisées pour les billes de verre.

- Les billes ne se déplacent pas sur le guide mais sur les cotés de celui-ci (au niveau de la marche). Elles subissent des accélérations très brutales puis sont stoppées dès qu'un obstacle les éloigne du guide. Nous expliquerons ce phénomène plus en détail dans le paragraphe 4.3.3.2.
- Lorsqu'une particule se trouve sur le guide, elle avance lentement sur celui-ci puis retombe sur le coté du ruban quelques microns plus loin.
- Les puissances nécessaires au déplacement de ce type de particules sont de l'ordre de 60 mW ce qui est supérieur aux puissances mises en jeu dans le déplacement de billes diélectriques.
- La puissance mesurée en sortie du guide pendant les expériences varie beaucoup dans le temps. Il semble que ces oscillations soient liées au nombre de particules qui interagissent

avec le guide. Le transfert de puissance au niveau des billes est donc suffisant pour être directement observé en sortie du guide. Ce phénomène existe également dans le cas de particules diélectriques mais son amplitude est de moindre importance. Nous reviendrons sur ce point dans le paragraphe suivant.

Ces résultats illustrent une fois encore les différences de comportement des particules en fonction de leurs matériaux constitutifs. Ils soulèvent, par ailleurs, l'existence de difficultés expérimentales, au niveau du contrôle de la puissance guidée notamment.

4.3.2.4 Précautions expérimentales

Dans cette partie, nous détaillerons les précautions expérimentales liées à l'utilisation de guides en nitrure de silicium. Nous évoquerons tout d'abord les difficultés induites par des effets thermiques puis celles liées à l'évaluation de la puissance guidée. Nous terminerons par une description de la démarche expérimentale mise en oeuvre pour limiter, tant que possible, les imprécisions sur nos mesures.

Influence des effets thermiques Un aspect important de nos expérimentations concerne les effets thermiques. En effet, si sur ces échantillons, on n'observe pas de phénomènes de convection, l'échauffement généré au niveau du guide a cependant un impact important. Lorsque les puissances laser sont fortes, on constate parfois, au niveau de la zone d'injection, une dégradation du ruban de nitrure de silicium causée par l'échauffement. Celle-ci se traduit par une destruction locale de la couche guidante qui se transforme en un résidu noir filandreux (cf. figure 4.23).

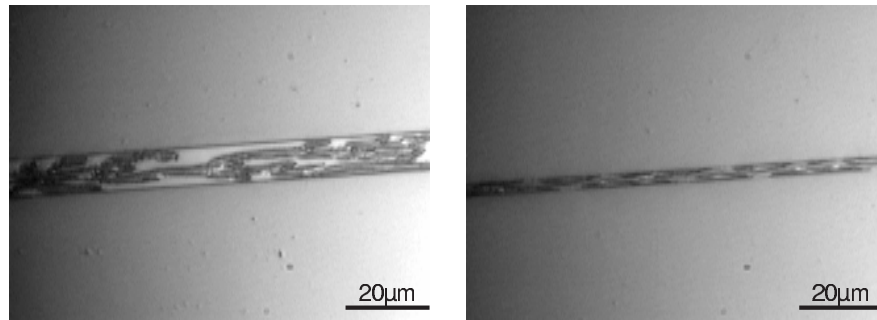


FIG. 4.23 – Illustration de la dégradation des guides éclairés par de fortes puissances laser. Les traces noires apparaissent subitement lorsque l'eau s'évapore et détruisent complètement le guide.

Bien que nous n'en connaissions pas vraiment l'origine, ce phénomène semble se déclencher lorsque l'eau recouvrant le guide s'évapore en laissant un résidu absorbant sur la surface. C'est, a priori, l'absorption générée par ce résidu qui détruit le guide. On parvient à limiter son impact en travaillant avec une épaisseur de liquide relativement importante y compris au niveau des extrémités de la puce et en limitant la durée des expériences à quelques minutes.

Évaluation de la puissance guidée C'est un autre aspect important de nos mesures puisqu'il nous permet d'établir des comparaisons avec les échantillons précédemment étudiés. Comme nous l'avons évoqué dans le paragraphe 4.3.2.3, sur les guides en nitrure de silicium l'interaction

entre le mode guidé et les billes est particulièrement intense. Ceci signifie que l'on ne peut plus négliger les pertes de propagation induites par le déplacement des particules. Les oscillations de puissance observées lors de la propulsion de billes d'or en sont la preuve. De façon à contourner ce problème, on évalue, dans un premier temps, le taux de couplage dans le guide recouvert d'eau pure. Il sert de référence à nos mesures de vitesse et permet de s'affranchir des pertes générées par les particules. Sans déplacer le guide, on ajoute ensuite les billes dans l'eau puis on procède aux expériences. Cette méthode permet d'évaluer grossièrement la puissance incidente sur les billes situées au début du guide.

Démarche En plus des difficultés expérimentales évoquées ci-dessus, le caractère multimode de nos guides et leurs pertes conséquentes en polarisation TM rendent la quantification du mouvement des particules très délicate. Pour limiter l'impact de ces paramètres sur nos mesures, on veille à :

- Evaluer la puissance guidée sans les particules, comme nous l'avons décrit dans le paragraphe précédent.
- Réaliser les mesures en étant le plus proche possible de la zone d'injection pour s'affranchir de l'impact des billes situées en amont de la zone d'observation.
- Limiter la durée des mesures à quelques minutes car l'évaporation de la couche de liquide augmente les pertes d'injection.
- Travailler autant que possible en polarisation TE pour réduire les fuites dans le substrat.
- Utiliser les guides les plus étroits (1 et $2\mu m$ de largeur) sur lesquels les particules se déplacent en ligne droite, ce qui limite l'influence du caractère multimode de ces structures.

Ces remarques illustrent le fait que le gain d'efficacité associé aux échantillons en nitrure de silicium se combine à des difficultés expérimentales inhérentes à l'utilisation d'un dispositif de grande sensibilité. En effet, le contrôle de la puissance guidée et la gestion du confinement du liquide qui étaient secondaires jusqu'ici, se révèlent maintenant être des points clés des expériences. Compte tenu de toutes ces difficultés, les mesures réalisées n'ont qu'une précision limitée. Toutefois, nous verrons qu'à défaut de nous apporter des données réellement quantitatives, elles permettent une analyse physique des phénomènes.

4.3.3 Analyse quantitative du mouvement des particules

4.3.3.1 Influence de la puissance guidée

Comme pour les autres échantillons, nous nous sommes tout d'abord intéressés à l'influence de la puissance guidée sur les vitesses de déplacement de particules de verre de $2\mu m$ de diamètre. Les billes sont placées en surface d'un guide d'une largeur de $2\mu m$. Comme précédemment, on construit, pour chaque valeur de puissance dans le guide, un histogramme des vitesses des particules. Pour limiter la durée des mesures (et l'évaporation), on étudie dans ce cas seulement une dizaine de trajectoires. On ne considère que les particules seules, la vitesse des chaînes étant légèrement différente de celle des billes isolées. Les résultats sont reportés sur la figure 4.24.

La courbe obtenue illustre plusieurs choses :

- Comme sur les autres guides, la vitesse des particules augmente à peu près linéairement

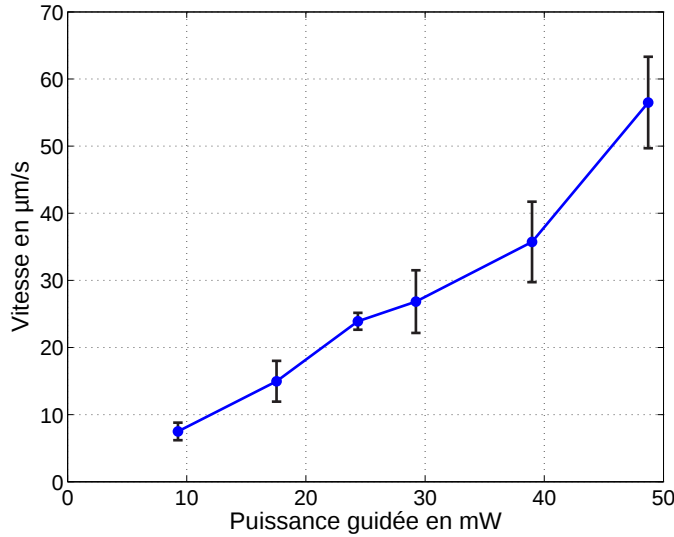


FIG. 4.24 – Influence de la puissance guidée sur le mouvement de particules de verre de $2\text{ }\mu\text{m}$ de diamètre. Globalement, les vitesses augmentent proportionnellement à l'intensité incidente. Il semble, de plus, que la droite extrapolée ne passe pas par zéro. On retrouve la notion de seuil de décollage décrite précédemment, cependant, sa valeur est cette fois réduite à quelque mW.

avec la puissance guidée. Il semble que la droite extrapolée ne passe pas par zéro. On retrouve le seuil de décollage décrit précédemment, cependant, sa valeur est réduite à quelque mW.

- Les gammes de puissance mises en jeu sont environ 20 fois inférieures à celles nécessaires sur les guides potassium, conformément à nos observations qualitatives.
- Malgré le caractère multimode du guide, la dispersion sur les vitesses des particules est inférieure aux valeurs mesurées sur des guides potassium (environ 15% contre 25% sur les guides potassium). En effet, le confinement latéral du ruban étudié restreint fortement les déplacements latéraux des billes sur le guide. En fait, il semble que les écarts de vitesse observés soient directement liés à la dispersion sur les tailles des particules ou encore à la rugosité de surface des guides.

En dépit de leur précision limitée, ces expériences mettent en évidence des tendances similaires à celles existant sur les autres échantillons.

4.3.3.2 Influence de la polarisation de la lumière

Afin de valider les observations réalisées sur les guides argent et malgré des pertes de propagation de l'ordre de 14 dB/cm en polarisation TM, nous avons comparé les comportements de particules d'or de $1\text{ }\mu\text{m}$ de diamètre dans les deux polarisations.

Particules métalliques en polarisation TM Dans cette configuration, en sortie du guide, la puissance modale est proche de zéro. Toutefois, au niveau de la zone d'injection, les vitesses des particules sont conséquentes ce qui nous permet d'illustrer leurs comportements (cf. figure 4.25) :

- Les billes initialement sur le guide sont piégées sur le rail (la zone en nitrure) et propulsées le long de celui-ci à la manière des objets diélectriques. A puissance guidée égale, leurs vitesses sont toutefois supérieures à celles des billes de verre.
- Certaines particules, placées sur le côté du guide, franchissent la marche créée par le ruban puis sont maintenues sur celui-ci par l'action de forces de gradient attractives.

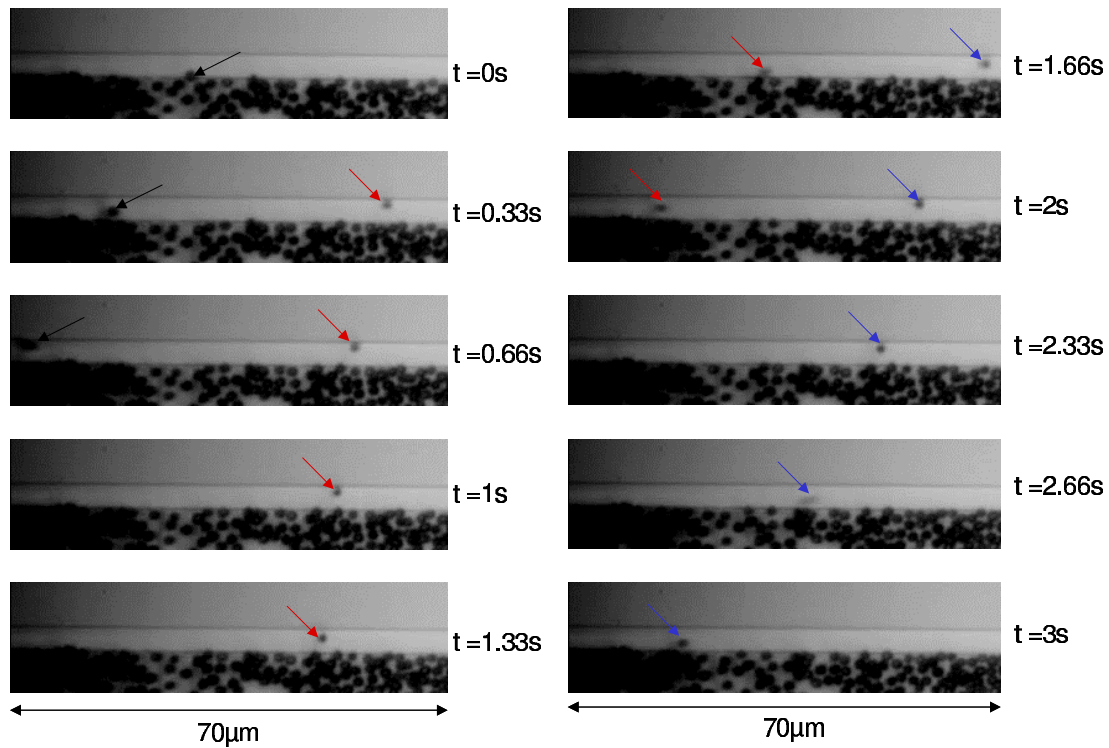


FIG. 4.25 – Déplacement de particules d'or en polarisation TM. Les billes sont piégées sur le guide puis propulsées à la manière des objets diélectriques (flèches rouges et bleue). Certaines particules, initialement hors du guide, sont attirées sur le ruban puis propulsées (flèches noires)

- Lorsqu'on se déplace le long du ruban en s'éloignant de l'injection, la vitesse des particules décroît, ce qui met en évidence les pertes importantes dans le substrat.

Ces expériences illustrent l'action attractive des forces de gradient sur les objets métalliques, dans cette polarisation. De plus, conformément aux observations réalisées sur les guides argent et potassium, les vitesses des particules d'or, près de la zone d'injection, sont supérieures à celles des billes diélectriques.

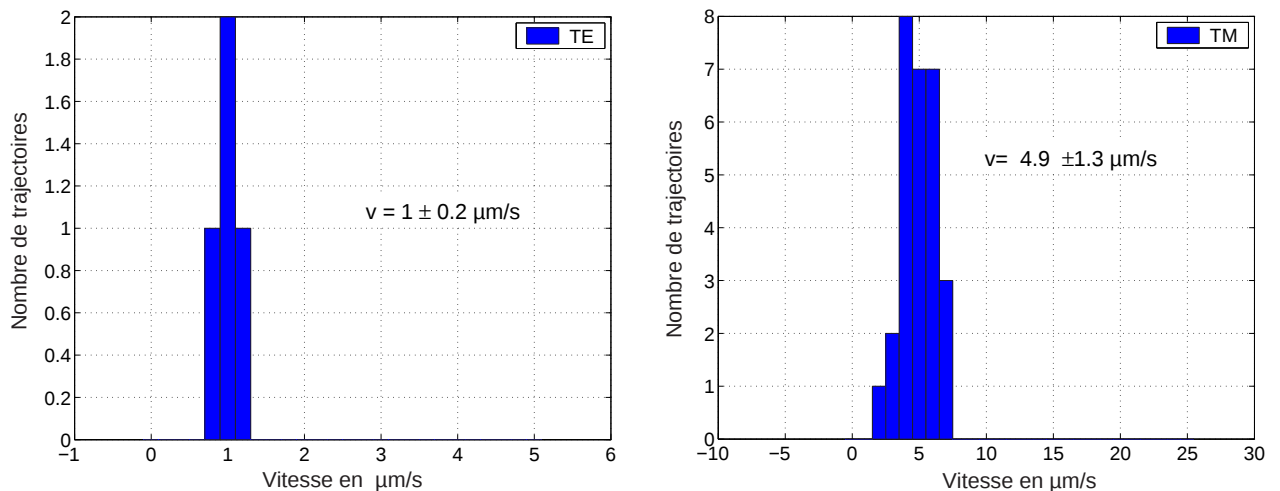


FIG. 4.26 – Histogrammes des vitesses des particules d'or de 600 nm de diamètre pour les deux polarisations. Malgré les pertes dans le substrat, la vitesse des particules augmente en polarisation TM.

Particules métalliques en polarisation TE Comme nous l'avons évoqué dans le paragraphe 4.3.2.3, en polarisation TE, les particules placées sur le guide avancent très lentement en serpentant puis finissent par retomber sur les cotés du ruban. Ceci illustre l'action des forces de gradient répulsives que nous avons mise en évidence sur les guides argent. L'effet est d'autant plus marqué que le guide est étroit et la particule de grande taille. Sur les rubans les plus larges, les billes de petites tailles ne sont pas systématiquement éjectées. Elles serpentent probablement sur les minima locaux d'intensité. Ceci nous permet de quantifier leur mouvement pour le comparer aux vitesses mesurée en polarisation TM (cf. figure 4.26). La mesure a été réalisée sur des billes d'or de 600 nm en surface d'un guide de $8\mu m$ de large. Comme sur les autres échantillons, les vitesses des particules d'or sont largement plus importantes en polarisation TM.

Par ailleurs, nous avons mis en évidence le fait que, pour cette polarisation, les particules sont attirées vers les cotés du ruban puis propulsées le long de la paroi. Ce comportement peut se concevoir qualitativement en considérant que l'objet placé au bord du ruban "voit" localement une polarisation TM (cf. figure 4.27). De ce point de vue, il est logique qu'il soit attiré vers le coté du guide (cf. figure 4.22).

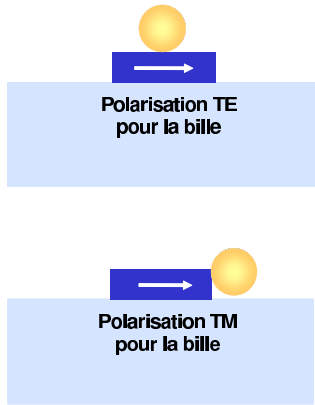


FIG. 4.27 – Illustration du comportement des particules sur les cotés du guide. Si le mode guidé est polarisé TE, les particules placées en surface du guide "voient" bien une polarisation TE (image du haut). Celles situées sur les cotés du guide sont dans une configuration similaire à la polarisation TM (image du bas).

Nous avons confirmé ceci par des simulations numériques (cf. figure 4.28). Elles prédisent effectivement des forces répulsives en surface du guide et attractives sur ses cotés. En outre, au bord du ruban, la pression de radiation agit également sur les billes, ce qui explique le fait que les particules soient propulsées le long de la marche.

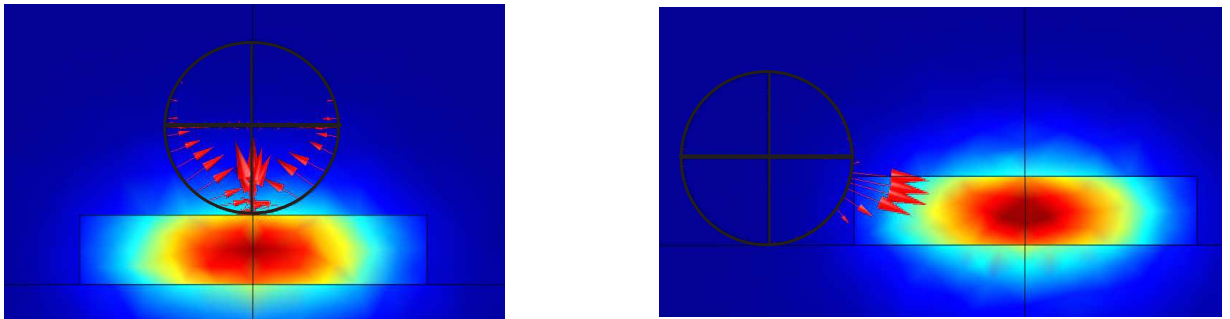


FIG. 4.28 – Représentation du flux du tenseur des contraintes en surface d'une bille d'or de 250 nm de rayon, en polarisation TE. Lorsque la particule est placée sur le guide, elle est soumise à des forces de gradient répulsives. Quand elle se trouve à coté du guide, elle est attirée vers l'arête du ruban. Dans les deux cas, les forces de pression de radiation associées propulsent la bille dans la direction de propagation de la lumière.

Comparaison métaux/diélectriques Afin de mieux faire apparaître les différences de comportement des particules en fonction de leurs matériaux constitutifs, nous avons mesuré les vitesses de billes de verre de $2\,\mu m$ de diamètre et d'or de $0.6\,\mu m$ de diamètre pour les deux polarisations. On notera que nous avons choisi des particules d'or de petites dimensions pour qu'elles soient moins vite éjectées du guide en polarisation TE. On constate que :

- La vitesse des billes d'or augmente de façon conséquente lorsque l'on passe en polarisation TM. L'action des forces de gradient attractives est, dans ce cas, suffisante pour compenser les pertes de propagation (cf. tableau 4.4).
- A l'inverse, les vitesses des particules de verre décroissent très fortement en polarisation TM, conformément à ce que l'on peut attendre en raison des pertes de propagation. Au niveau de cette zone d'observation, elles sont quasiment immobiles en polarisation TM.

	v_{TE}	v_{TM}
or	$1 \pm 0.18\,\mu m/s$	$4.9 \pm 1.35\,\mu m/s$
verre	$8.7 \pm 3.2\,\mu m/s$	$0.8 \pm 0.07\,\mu m/s$

TAB. 4.4 – Comparaison des vitesses des particules d'or et de verre en fonction de la polarisation.

- L'effet observé est, localement, similaire à celui d'un interrupteur optique avec lequel on actionnerait les billes métalliques pour une polarisation et les objets diélectriques, pour l'autre.

Illustration expérimentale A titre d'exemple, nous avons illustré ce point en observant un couple formé par une bille d'or et de verre qui se sont accrochées. En polarisation TE, les forces s'exerçant sur la particule de verre sont les plus intenses. Elle tire son homologue dans le direction de propagation de la lumière. Lorsque l'on tourne la polarisation, le couple bascule et c'est cette fois-ci la bille d'or qui tire la bille de verre. Si l'on repasse en polarisation TE, la situation s'inverse de nouveau.

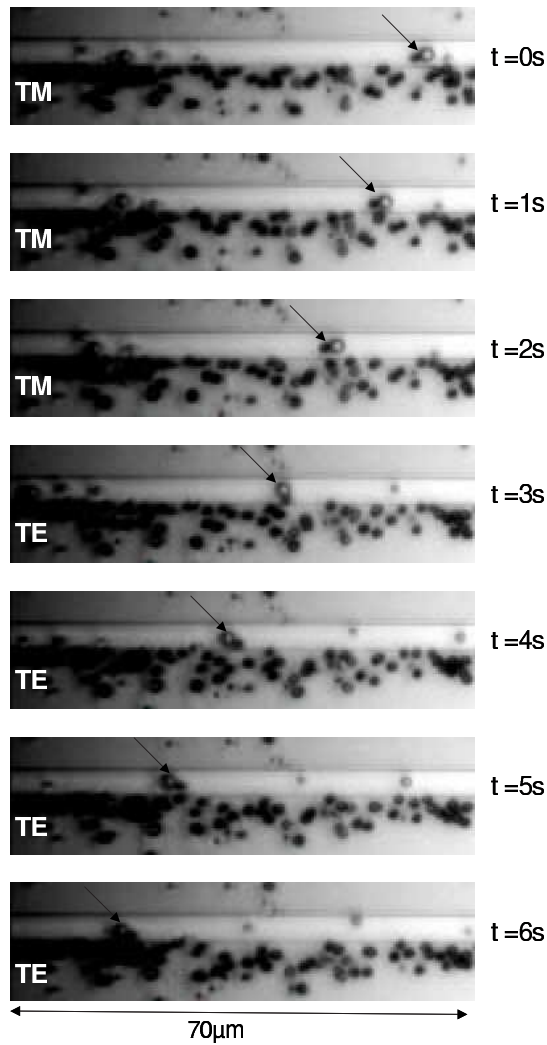


FIG. 4.29 – Illustration du comportement d'un paire formée par une particule d'or et une bille de verre en fonction de la polarisation. On constate qu'en polarisation TM, la bille d'or tire la bille de verre. Lorsque l'on change la polarisation, le couple bascule et c'est la bille de verre qui traîne celle en or. Ceci illustre les variations importantes des forces avec la polarisation.

Ce type d'actionneur, par sa simplicité de mise en oeuvre, pourrait s'avérer intéressant au sein de microsystèmes de tri de particules.

4.3.3.3 Influence de la taille des particules

Après les effets de polarisation, nous nous sommes intéressés à l'influence de la taille des particules sur leur mouvement. Nous n'avons pas effectué cette étude sur les autres échantillons, car la dispersion liée au déplacement latéral des particules sur le guide masque en partie les différences de vitesses. Sur ces guides, l'impact de la taille des billes est plus marqué et se prête mieux à l'analyse.

Particules diélectriques Nous avons étudié le déplacement de particules de verre similaires à celles utilisées jusqu'ici. La dispersion en taille des billes est importante, probablement supérieure aux 35% annoncés par le fournisseur (cf. figure 4.19). Par comparaison aux dimensions du guide, on distingue trois catégories de particules :

- Celles dont la taille est inférieure à la dimension du guide. Leur diamètre est d'environ $1\mu m$.
- Celles de même taille que le guide qui ont un diamètre de $2\mu m$.

- Celles qui sont plus grosses que le guide dont le diamètre vaut environ $2.5\ \mu m$

Les valeurs des vitesses associées à ces trois type d'objets, pour une puissance modale d'environ 20 mW, sont reportées dans le tableau ci-dessous :

TAB. 4.5 – Comparaison des vitesses des particules de verre en fonction de leur taille.

diamètre	$1\ \mu m$	$2\ \mu m$	$2.5\ \mu m$
vitesse	$14 \pm 3\ \mu m/s$	$15.5 \pm 4\ \mu m/s$	$18 \pm 2.5\ \mu m/s$

Pour cette gamme de taille, les vitesses des particules augmentent avec leurs dimensions conformément à ce que nous avons pu observer qualitativement. En outre, ces mesures confirment les tendances mises en évidence théoriquement pour des particules de petite taille (cf. chapitre 2, paragraphe 2.4.3.5). Les phénomènes de résonance de Mie, susceptibles de générer des oscillations conséquentes des forces optiques en fonction de la taille des particules n'ont, à priori qu'un impact limité sur nos expériences [81].

Particules métalliques Dans la même optique que pour les billes de verre, nous avons étudié le déplacement de particules d'or de 250 nm, 600 nm et $1\ \mu m$, en polarisation TE, sur un guide de $3\ \mu m$ de large. Les caractéristiques du mouvement varient très fortement avec la taille des particules (cf. tableau 4.6) :

TAB. 4.6 – Comparaison des vitesses des particules d'or en fonction de leur taille.

diamètre	250 nm	600 nm	$1\ \mu m$
vitesse	$130 \pm 35\ \mu m/s$	$23 \pm 17\ \mu m/s$	$2 \pm 4\ \mu m/s$

Contrairement aux objets diélectriques, les vitesses des billes diminuent quand leur taille augmente, conformément aux simulations présentées dans le chapitre 2. Toutefois, si on se réfère aux résultats théoriques obtenus pour ce type d'objets, les variations des forces de pression de radiation ne permettent pas de rendre compte de différences si importantes (cf. figure 4.30). En effet, en théorie, le rapport des vitesses entre des particules de 250 nm et de 600 nm de diamètre devrait être de 2.4 alors la valeur mesurée est de 5.6. Il semble que, une fois encore, les forces de gradient interfèrent sur le mouvement des particules.

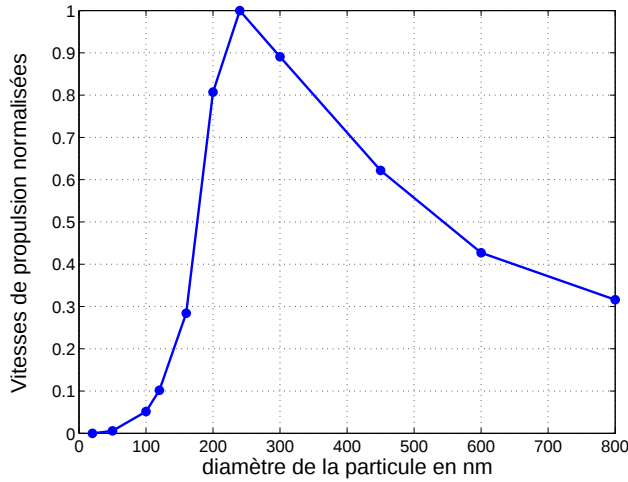


FIG. 4.30 – **Évaluation théorique des variations de vitesse des particules en fonction de leur tailles.** Les vitesses des billes d'or décroissent avec leurs taille dès que leur diamètre dépasse 250 nm, à l'inverse des particules diélectriques.

Comme nous l'avons mis en évidence théoriquement, ces forces sont attractives pour des objets de diamètre inférieur à 310 nm et répulsives pour des particules de plus grandes tailles. Ainsi, dans nos expériences, les billes de 250 nm sont attirées sur le guide alors que celle de 600 nm et $1\ \mu\text{m}$ sont repoussées de celui-ci. Ce phénomène est probablement à l'origine des variations de vitesse très importantes que nous avons mesurées. En pratique, on constate effectivement que les particules d'or de 250 nm ne sont pas éjectées du guide comme leurs homologues de plus grandes tailles (cf. figure 4.31).

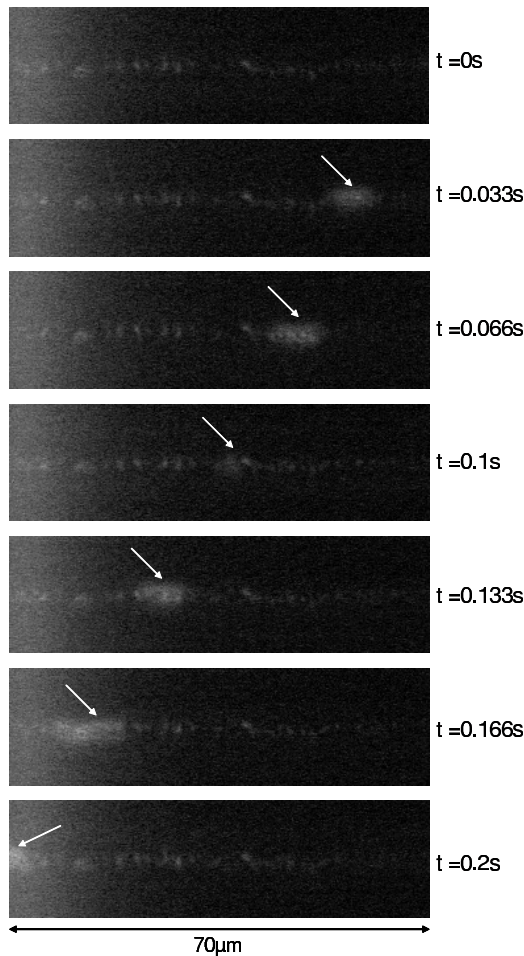


FIG. 4.31 – **Illustration du déplacement d'une particule d'or de 250 nm sur un guide en nitrure de silicium.** En polarisation TE, la bille est piégée sur le guide et sa vitesse de déplacement est de l'ordre de $350\ \mu\text{m/s}$. En pratique, on ne distingue pas la bille mais une tache lumineuse qui est imagée sur plusieurs pixels. On observe aussi un fond lumineux au niveau du guide produit par des pertes de diffusion sur les rugosités de surface.

En fait, avec l'éclairage du zoom, on ne voit quasiment pas les particules mais on distingue des traînées lumineuses qui suivent le guide. Lorsque l'éclairage est éteint, la bille apparaît comme une tache brillante qui est imagée sur plusieurs pixels. On observe aussi un fond lumineux au niveau du guide produit par des pertes de diffusion sur les rugosités de surface. Le déplacement des particules de 250 nm peut être très rapide : nous avons mesuré des vitesses maximales de $700 \mu\text{m}/\text{s}$.

Conclusion Au delà de différences de comportement liées à la nature des matériaux constitutifs des particules, ces expériences nous ont permis de confirmer les tendances dégagées théoriquement. Notamment, l'étude de billes d'or de tailles variées semble valider le changement de signe des forces de gradient avec de la taille des particules, en polarisation TE.

4.3.3.4 Discussion

Malgré les difficultés de reproductibilité évoquées dans le paragraphe 4.3.2.4, nous avons comparé les résultats des simulations numériques présentées dans le chapitre 2 à nos mesures. Pour une particule de $2 \mu\text{m}$ de diamètre en surface d'un guide de $1 \mu\text{m}$ de largeur et de 200 nm d'épaisseur, la vitesse calculée est de $42 \pm 4 \mu\text{m}/\text{s}$ contre $25 \mu\text{m}/\text{s}$ mesurés expérimentalement pour une puissance modale de 18 mW. Les écarts entre ces deux valeurs peuvent provenir de la présence de modes d'ordres supérieurs à zéro dans le guide ou encore d'imprécisions dans l'évaluation de la puissance modale. Toutefois, comme pour les guides potassium, les ordres de grandeur sont respectés ce qui semble indiquer que les forces optiques sont le moteur principal de nos billes.

Après cette évaluation globale de nos échantillons sur des guides droits, nous nous proposons, à titre d'exemple, d'illustrer le déplacement de particules sur des systèmes légèrement plus complexes.

4.3.4 Déplacement de particules sur des composants optiques intégrés.

4.3.4.1 Guides d'ondes courbes

Nous avons tout d'abord testé le déplacement de particules sur des guides courbes (cf. figure 4.32). Ceux-ci ont une largeur de $1 \mu\text{m}$ et un rayon de courbure de $130 \mu\text{m}$.

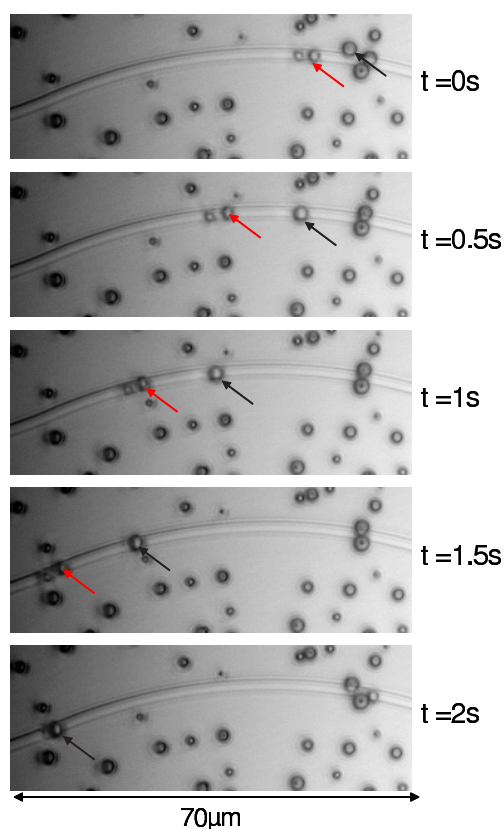


FIG. 4.32 – Illustration du déplacement de particules de verre sur un guide courbe. Comme sur les guides droits, les billes sont attirées sur le guide (flèches noires) et poussées le long de celui-ci. Les forces de gradient suffisent à contrer les forces centrifuges qui pourraient expulser la bille du guide.

Le mouvement des particules ne semble pas perturbé par la courbure. Les billes sont attirées sur la surface du ruban puis propulsées le long du guide. L'action des forces de gradient est suffisante pour maintenir la particule sur le guide.

4.3.4.2 Jonctions Y

Après les guides courbes, nous avons testé le déplacement de particules de verre sur une jonction Y. La largeur du guide est de $1\mu m$ et les rayons de courbure des branches de $505\mu m$ (cf. figure 4.33).

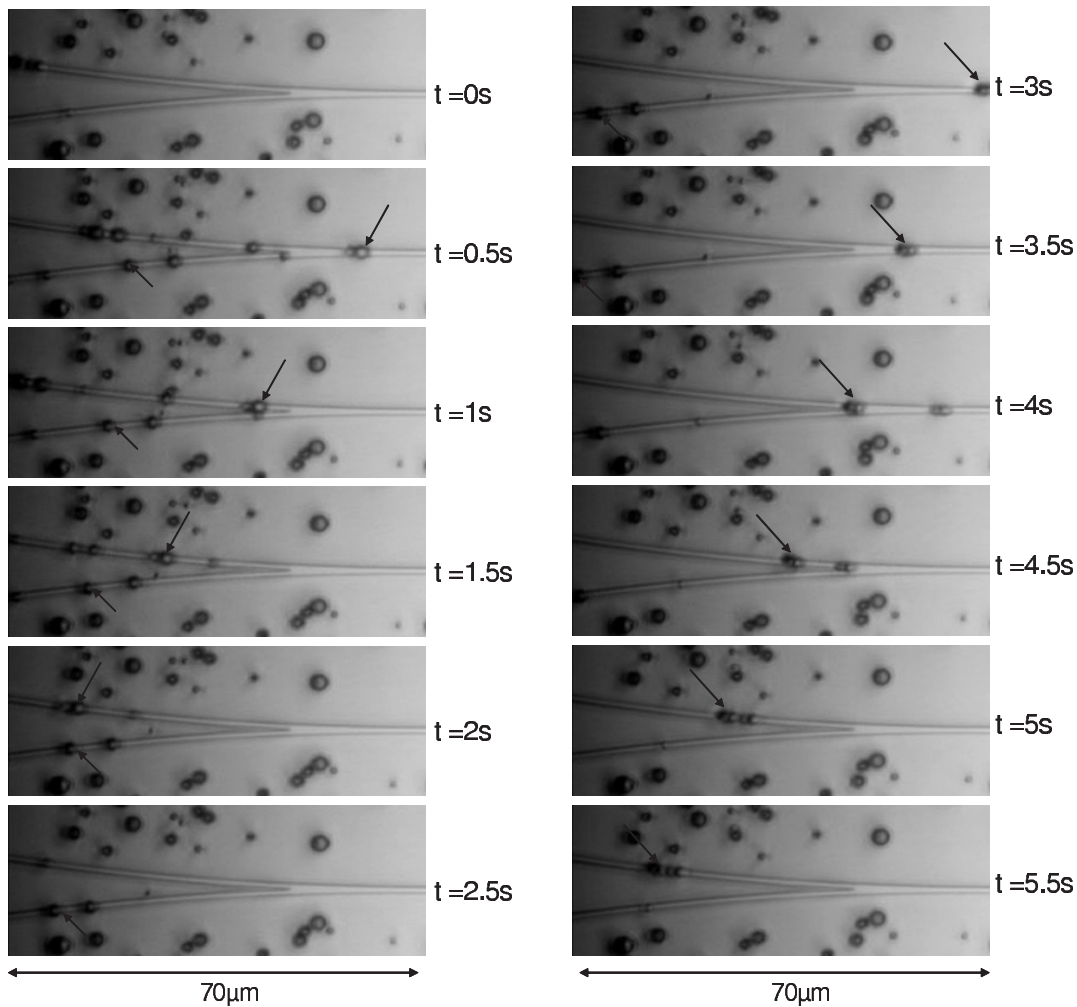


FIG. 4.33 – **Illustration du déplacement de particules de verre sur une jonction Y** Les particules se déplacent sur les deux branches de la jonction, toutefois, celle-ci n'étant pas parfaitement équilibrée, elles ont tendance à se diriger vers la branche supérieure. Dans l'autre branche, la puissance est moins importante et les vitesses de billes plus faibles.

Les particules se déplacent sur les deux branches de la jonction, toutefois, l'énergie n'étant pas parfaitement bien répartie dans la jonction, elles ont tendance à se diriger vers la branche supérieure du Y. Dans l'autre branche, la puissance est moins importante et la vitesse des billes plus faible. Au niveau du croisement des branches, la vitesse des particules décroît ce qui a tendance à provoquer des accumulations de billes. Sur ce type de jonction, nous ne sommes pas parvenus à modifier la répartition d'intensité dans les branches du Y en perturbant l'injection. Nous n'avons donc pas pu illustrer, dans notre configuration, les applications de tri de particules réalisées sur des guides césium [51].

4.3.5 Conclusion

L'utilisation de guides en nitrure de silicium nous a permis d'optimiser, en terme de puissance guidée, mais aussi en terme de précision de positionnement, la propulsion de particules métalliques et diélectriques. Au delà de ces aspects, elle nous a conduit à une véritable compréhension des phénomènes physiques mis en jeu, notamment sur des objets métalliques. Il

s'avère que l'action des forces de gradient latérales et verticales joue un rôle non négligeable sur le mouvement des billes. Leur contrôle, par l'intermédiaire de la direction de polarisation de la lumière ou encore par le choix de la taille des objets utilisés pourrait s'avérer intéressant sur un microsysteme de tri de particules.

Toutefois, de nombreuses limitations techniques restreignent à l'heure actuelle les potentialités de ces systèmes. Tout d'abord, les pertes d'insertions dans les guides sont très importantes (de l'ordre de 13 dB) ce qui nous oblige à utiliser un laser de forte puissance. Ce problème pourrait être considérablement limité par l'utilisation de pointes pour l'injection de lumière. Ce type d'architecture permet d'obtenir des taux de couplage dans le guide de l'ordre de 80 %. Par ailleurs, il semble clair que les puces actuelles doivent être perfectionnées pour intégrer une chambre fermée directement sur le guide par l'intermédiaire d'un puits de silice par exemple. Ceci permettrait de s'affranchir de toutes les difficultés liées à la gestion de confinement du liquide. De plus, la topographie de surface et les pertes de propagation pourraient être réduites par l'utilisation de structures plus élaborées. Cependant, en l'état des technologies actuelles, les pertes de propagation sur des guides gravés restent supérieures à celles obtenues sur des guides réalisés par échange d'ions. Ceci limite les distances sur lesquelles les particules peuvent être déplacées à quelques millimètres et peut s'avérer gênant pour des applications futures.

Moyennant ces optimisations, qui pour la plupart sont aisément réalisables, ces dispositifs ouvrent de réelles perspectives, à la fois dans le domaine de la manipulation de cellules et dans celui des systèmes de tri de particules.

4.4 Conclusion Générale

L'étude du déplacement de particules sur trois types de guides d'ondes différents nous a permis d'acquérir une meilleure connaissance des phénomènes physiques mis en jeu dans ces processus. Concernant les effets optiques, on retiendra particulièrement que:

- Le déplacement des particules n'intervient qu'à partir d'**un certain seuil de puissance caractéristique des interactions de surface**. On retrouve cet effet sur tous les échantillons bien que la valeur des seuils diffère d'une puce à l'autre.
- Le confinement latéral du champ permet d'augmenter les intensités de surface et les vitesses des particules. Que ce soit sur les guides argent ou en nitrure de silicium, **les modes les plus confinés génèrent les vitesses les plus importantes**.
- De façon plus marquée, le confinement vertical du mode guidé permet d'accroître fortement les performances des dispositifs de propulsion. L'utilisation de guides en nitrure de silicium autorise une réduction des puissances de fonctionnement d'un facteur 100 par rapport aux guides potassium. De même, ces structures apparaissent **environ 20 fois plus efficaces que les dispositifs à base de césium** utilisés jusqu'alors dans la littérature.
- La direction de polarisation de la lumière influence fortement le déplacement des particules métalliques. Sur tous les échantillons, on observe un ralentissement des billes d'or lorsqu'on passe de la polarisation TM à la polarisation TE. Il s'accompagne la plupart du temps, d'une éjection des particules de la surface du guide. Bien que parfois évoqué d'un point

de vue théorique, ce type de comportement n'a jamais, jusqu'alors, été mis en évidence expérimentalement.

- **Le signe des forces de gradient s'exerçant sur une particule d'or dépend beaucoup de sa taille.** Sur les guides en nitrure de silicium, notamment, nous avons pu montrer qu'en polarisation TE, les forces de gradient sont attractives sur des particules de 250 nm de diamètre et répulsives sur des billes de diamètre supérieur à 600 nm. La mise en évidence de ces caractéristiques constitue une nouveauté par rapport à l'état de l'art.

Au-delà de ces aspects, l'étude d'échantillons issus de technologies différentes nous a aussi permis de mettre en évidence la coexistence de processus physiques de natures variées (optique, fluide, physico-chimique), dont les impacts respectifs sont directement reliés à des paramètres technologiques. La maîtrise de ces mécanismes, tant dans le cadre de l'optique que dans celui de la fluide, permet maintenant d'envisager des applications concrètes, aussi bien dans le domaine du tri de particules que dans celui de la biologie. Notamment, la combinaison des phénomènes fluidiques de regroupement de particules mis en évidence sur les guides potassium avec l'efficacité de propulsion des structures en nitrure de silicium pourrait fournir des systèmes de concentration et de tri de particules particulièrement pertinents.

Chapitre 5

Déplacement d'objets biologiques sur des guides d'ondes

La mise au point de laboratoire sur puce (Lab-on-a-chip en anglais) est un élément clé de l'amélioration de la fiabilité et de la fonctionnalité de nombreuses techniques de diagnostic dans le domaine biomédical. Cette évolution vers des dispositifs toujours plus intégrés demande des systèmes microfluidiques de plus en plus complexes. Leur élaboration repose sur le développement d'actionneurs tels que des pompes ou des filtres destinés à déplacer, organiser ou encore trier les objets biologiques. Par leur mode d'action localisé et sans contact, les forces optiques apparaissent comme des outils potentiellement intéressants dans ce domaine. D'une part, elles peuvent être utilisées comme des éléments moteur utilisés pour déplacer automatiquement des cellules d'une zone d'analyse à l'autre. D'autre part, associées à des dispositifs optiques intégrés, elles pourraient aussi être mises en oeuvre au sein de systèmes de tri destinés à isoler des cellules rares (comme les cellules souches).

Dans ce chapitre, nous nous proposons d'évaluer les potentialités d'une méthode de manipulation tout optique, basée sur l'utilisation de guides d'ondes. Elle consiste à transférer le savoir-faire acquis sur des particules à des objets biologiques. Cette étude constitue une approche novatrice dans le domaine. Dans une première partie, nous tenterons d'isoler les spécificités liées aux applications biologiques notamment les contraintes associées à la préservation de l'intégrité des objets étudiés. Nous présenterons ensuite une évaluation théorique des ordres de grandeurs des forces mises en jeu afin d'évaluer la faisabilité du concept. Nous terminerons par une étude expérimentale des potentialités de ce type de système sur différents types de guides d'onde.

5.1 Spécificités liées à la manipulation d'objets biologiques.

Si l'opticien a toujours tendance à assimiler une cellule vivante à une particule diélectrique, le biologiste ne manque pas de lui rappeler les profondes différences existant entre ces deux types d'objets. Tout d'abord, les cellules sont vivantes et l'un des enjeux des manipulations consiste à préserver leurs fonctionnalités au cours des expériences. De plus, ce sont des objets hétérogènes composés en grande partie d'eau dont il nous faut donner un ordre de grandeur de l'indice optique. Enfin, ces cellules entretiennent des échanges avec le milieu extérieur et elles

doivent être placées dans un environnement particulier. Dans cette partie, nous évaluerons les contraintes sur nos expériences imposées par ces spécificités.

5.1.1 Manipulation de spécimens vivants

Comme l'a observé Ashkin dès ses premières expériences, l'irradiation nécessaire au piégeage d'objets biologiques peut s'avérer dommageable pour les spécimens étudiés [20]. En effet, toute élévation de température supérieure à quelques degrés conduit inévitablement à la destruction de la cellule. Par ailleurs, afin de prévenir la dégradation photochimique des composants biologiques, il convient d'utiliser des lasers dont la longueur d'onde se situe hors des régions d'absorption de ces composants. On parle de zone de transparence biologique. Celle-ci se situe entre les bandes d'absorption de la plupart des chromophores biologiques dans le visible et la zone d'absorption croissante de l'eau vers les grandes longueurs d'onde (cf. figure 5.1). Ainsi, les lasers de type Nd:YAG fonctionnant à 1064 nm ainsi que les diodes laser semblent particulièrement indiqués pour ce type d'expériences. Sur notre banc, nous avons choisi d'utiliser un laser de type Nd:YAG.

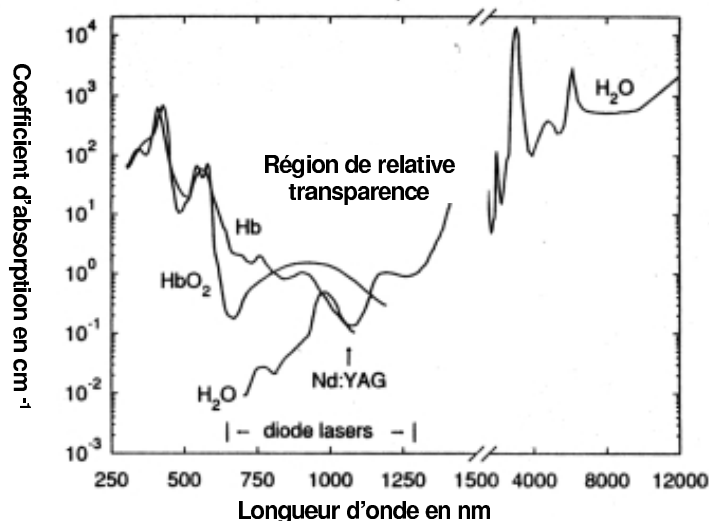


FIG. 5.1 – Illustration de la relative transparence des tissus biologiques de mammifères dans le proche infra-rouge [23]. Représentation de l'absorption de l'eau et de quelques chromophores traditionnels en fonction de la longueur d'onde. Hb et HbO₂ représentent la desoxyhémoglobine et l'hémoglobine. L'absorption de l'eau devient très importante au delà de 2 μ m et les longueurs d'onde du proche infra-rouge correspondent à une zone de transparence relative.

On notera toutefois, qu'à forte puissance ou pour de longues expositions, les phénomènes de photodégradation tout de même dans exister dans le proche infrarouge [115].

5.1.2 Indices de réfraction et taille des objets biologiques

Les cellules biologiques sont des structures complexes dont la taille des composants varie du nanomètre à la dizaine de microns. Un schéma typique de cellule est illustré sur la figure 5.2. Elles sont composées d'un cytoplasme (5-30 μ m) contenant de nombreuses organelles. La plus grosse d'entre elles est le noyau dont la taille peut varier entre 3 et 10 μ m.

Les propriétés optiques des cellules dépendent de la répartition spatiale de ces différents composants mais aussi de leurs propriétés diélectriques. Bien que de nombreux auteurs aient tenté de caractériser les indices des composants cellulaires, on ne trouve pas de valeur fixe correspondant à ces objets. A titre indicatif, les indices des cytoplasmes sont de l'ordre de 1.35 à

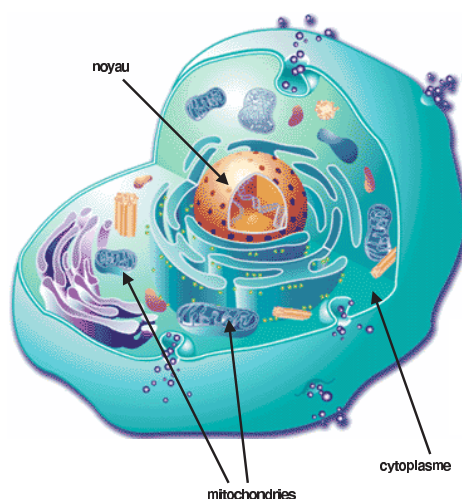


FIG. 5.2 – Illustration des composants d'une cellule.

1.38 et ceux des noyaux légèrement plus importants (de l'ordre de 1.4) [116]. Ils sont fortement dépendant des structures biochimiques et morphologiques des spécimens étudiés.

Pour nos expériences, on s'intéresse plutôt à la valeur moyenne des indices optiques des cellules. Elle est là aussi très variable : pour des globules rouges, dans le proche infra-rouge, la littérature donne des valeurs de l'ordre de 1.36 et pour des cellules de levure les indices mesurés sont compris entre 1.36 et 1.40 [38]. Les diamètres de ces deux types de cellules sont de l'ordre de $5\ \mu m$. Nous utiliserons aussi des cellules de type Jurkat, issues d'une lignée de lymphocytes T humains mais nous n'avons pas trouvé, dans la littérature, les indices optiques associés à ces cellules.

5.1.3 Influence du milieu de conservation

In vivo, les cellules sont placées dans un environnement ayant un pH fixé dans un domaine relativement étroit. Si, par ailleurs, on les place dans l'eau, elle sont détruites par les flux osmotiques. On doit donc utiliser des milieux tampons qui fixent le pH et préservent l'isotonicité de la solution. Ceux-ci ont une influence directe sur le déplacement optique des cellules à la fois par l'intermédiaire de leurs indices de réfraction mais aussi par leurs propriétés physiques. Pour évaluer cet impact, nous avons étudié trois types de milieux : le PBS (phosphate buffer saline), un tampon à base de phosphates, le RPMI (Roswell Park Memorial Institute), un tampon à base de bicarbonate, et un milieu légèrement acide ($pH = 5$) composé de sucres comme le mannitol. Nous avons mesuré leurs indices de réfraction, vers 600 nm, à l'aide d'un réfractomètre de Abbe. Les valeurs trouvées sont reportées dans le tableau 5.1

TAB. 5.1 – Comparaison des indices optiques de différents milieux.

tampon	eau	PBS	RPMI	mannitol
indice	1.333	1.334	1.335	1.34

Les indices mesurés sont légèrement supérieurs à ceux de l'eau (surtout pour le mannitol).

De ce point de vue, l'utilisation d'un milieu à pH donné à la place de l'eau devrait légèrement réduire les effets optiques.

Nous avons par ailleurs comparé le comportement des cellules et des particules de verre en surface du guide dans ces différents milieux. On constate clairement que les tampons salins de type PBS ou RPMI génèrent une adhésion de surface importante. Les billes comme les cellules se collent sur le guide et sont impossibles à déplacer. On utilisera donc, dans toutes les expériences, un milieu de type mannitol qui limite les phénomènes d'adhésion de surface.

5.2 Ordres de grandeur

De l'étude présentée dans le paragraphe précédent, il ressort que d'un point de vue optique, les cellules peuvent être représentées comme des objets diélectriques ayant un diamètre moyen de $5\text{ }\mu\text{m}$ et un indice de réfraction maximum de l'ordre de 1.4 à 1064 nm. Elles sont immergées, comme nous l'avons montré, dans un milieu d'indice 1.34 légèrement supérieur à l'eau.

5.2.1 Evaluation des forces s'exerçant sur une cellule seule

Partant de ces données, il nous est théoriquement possible d'évaluer des ordres de grandeur des forces optiques s'exerçant sur une cellule. A l'aide de la loi de Stokes corrigée, on peut ainsi obtenir des ordres de grandeur de leur vitesse de déplacement. Toutefois, pour des raisons d'espace mémoire disponible, on ne peut pas prendre en compte des objets de si grande taille. Nous nous sommes donc limités à la comparaison des forces s'exerçant sur des particule de verre et des "cellules" d'un diamètre de $2\text{ }\mu\text{m}$. Nous avons comparé deux technologies très différentes : des guides réalisés par échange d'ions potassium et des guides en nitrure de silicium (cf. paragraphe 2.4.3.3). Elles correspondent aux échantillons étudiés expérimentalement. De la même façon, pour se rapprocher le plus possible de notre configuration expérimentale, on considère que la puissance maximale disponible dans le guide est de l'ordre de 400 mW pour la technologie échange d'ion et d'environ 60 mW pour la technologie de dépôt couche mince. Les valeurs calculées sont reportées dans le tableau 5.2.

TAB. 5.2 – Comparaison des vitesses théoriques d'une particule de verre de $2\text{ }\mu\text{m}$ ($n=1.55$) et d'une cellule ($n=1.36$ ou 1.40) de même taille sur différents guides.

	puissance	$n = 1.55$	$n = 1.4$	$n = 1.36$
potassium	400 mW	$7.8\text{ }\mu\text{m/s}$	$0.5\text{ }\mu\text{m/s}$	$0.08\text{ }\mu\text{m/s}$
nitrure	60 mW	$106\text{ }\mu\text{m/s}$	$4\text{ }\mu\text{m/s}$	$0.13\text{ }\mu\text{m/s}$

On peut faire plusieurs remarques concernant ces valeurs :

- Bien que la précision des calculs soit limitée, on constate que les vitesses de déplacement des particules ne dépendent pas linéairement de leur indice.
- De par leur faible contraste d'indice par rapport à l'eau, les vitesses théoriques des cellules sont toujours largement inférieures à celles des particules de verre.

- Sur les guides potassium, les vitesses de déplacement maximales des cellules sont très faibles. Le déplacement semble donc, en pratique, délicat à mettre en oeuvre sur ces échantillons.
- Par contre, dans l'hypothèse où les cellules étudiées ont un indice de réfraction de 1.4, les forces optiques en surface des guides en nitrure de silicium, seraient suffisantes pour déplacer ces objets. Ce n'est pas le cas si leur indice est seulement de 1.36.
- Ces résultats nous permettent de dégager des tendances mais ils sont à nuancer car les vitesses des particules augmentent théoriquement avec leur taille [81]. D'après la publication de Jausing et *al.* [81], le rapport des vitesses entre des particules de latex de 2 et 5 μm est d'environ 2.5 sur un guide potassium. Dans cette hypothèse, le déplacement de cellule serait aussi envisageable sur des guides potassium. Il nous est toutefois difficile de conclure sur ce point.

Cette approche illustre le fait que d'un point de vue théorique, le déplacement de cellules sur des guides d'ondes est particulièrement délicat à mettre en oeuvre. Il semble cependant qu'il soit envisageable sur des guides en nitrure de silicium. Pour les guides réalisés par échange d'ions, la faisabilité est moins évidente. Nous avons donc envisagé une solution hybride, basée sur un marquage des cellules par des microparticules.

5.2.2 Evaluation des forces sur une cellule marquée

Le principe de cette méthode consiste à accrocher des particules d'or ou de latex aux cellules de façon à augmenter artificiellement leur indice de réfraction. Si les forces s'exerçant sur les billes sont suffisantes, ces dernières pourraient traîner la cellule le long du guide. Afin d'évaluer la faisabilité de ce concept, nous avons calculé les vitesses de déplacement d'un ensemble bille/cellule en fonction du nombre de particules en contact avec le guide. On considère que seules les billes interagissent avec le mode guidé et que leur mouvement est freiné par le volume de la cellule. Une fois encore, pour se rapprocher des conditions expérimentales et pour optimiser nos chances de succès, nous avons étudié le cas de particules d'or de 1 μm de diamètre qui correspondent aux objets qui se déplacent le plus vite sur les guides potassium. On fait de plus l'hypothèse que les cellules ont un diamètre de 5 μm et que toutes les particules accrochées interagissent de la même façon avec le mode guidé. Les vitesses théoriques calculées, pour une puissance modale de 400 mW, en polarisation TM sont reportées dans le tableau 5.3¹

TAB. 5.3 – Evaluation des vitesses de déplacement d'une cellule marquée sur un guide potassium, en fonction du nombre de particules qui lui sont accrochées.

nombre de particules	1	2	3
vitesse	19 $\mu m/s$	38 $\mu m/s$	57 $\mu m/s$

Il apparaît que la propulsion des cellules sera envisageable si on arrive à accrocher au moins une particule à chaque cellule et si cette bille interagit effectivement avec le mode guidé. Il est

1. Le modèle utilisée est celui du paragraphe 2.4.3.3 correspondant à un guide potassium.

difficile de savoir, à priori, si ces conditions peuvent être satisfaites expérimentalement. Nous le vérifierons en pratique dans la partie suivante.

Notons que ces simulations illustrent les difficultés inhérentes à la manipulation optique de cellules, liées à leur très faible différence d'indice par rapport à l'eau. Elles nous permettent d'envisager la propulsion directe des spécimens biologiques sur des guides en nitrure de silicium ainsi que le déplacement par l'intermédiaire d'un marquage sur les guides potassium. Ces simulations étant associées à des hypothèses relativement fortes (sur les indices des cellules notamment), nous nous proposons d'évaluer, en pratique, les efficacités des différentes méthodes.

5.3 Manipulation de cellules sur des guides en échange d'ions potassium

5.3.1 Contexte et démarche

Cette thèse a été réalisée en collaboration avec le laboratoire biopuce du département des sciences du vivant du CEA dans lequel un doctorant étudie plus particulièrement les aspects biologiques de notre problématique. Toutes les préparations de cellules, de tampons ainsi que les marquages ont été réalisés par ses soins. Nous ne rentrerons donc pas dans le détail de ces protocoles. Dans tout cette série d'expériences, les cellules utilisées sont des Jurkats issus d'une lignée de lymphocytes T humains.

5.3.2 Manipulation de cellules seules

Le mode opératoire est similaire à celui utilisé pour déplacer des particules. Les cellules sont simplement placées dans un milieu à base de mannitol et déposées au dessus du guide (cf. figure 5.3).

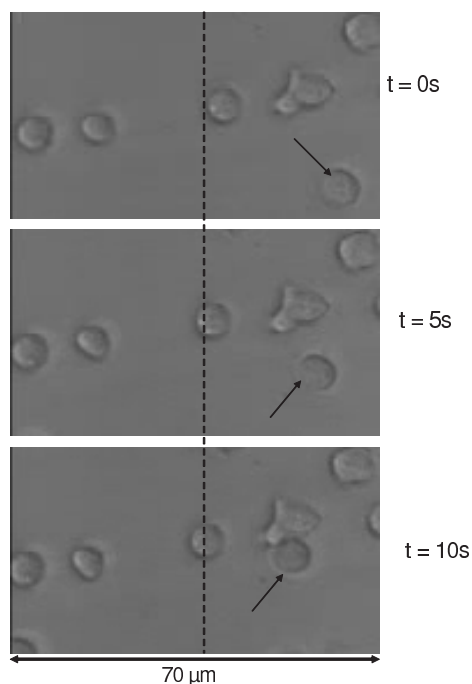


FIG. 5.3 – **Illustration du mouvement des cellules sur les guides potassium.** Comme les particules, les cellules sont regroupées sur le guide par des mouvements de fluide. Elles sont très légèrement poussées le long de celui-ci par des effets qui ne semblent pas d'origine optique.

Comme les particules, les cellules sont progressivement attirées vers le guide puis très légèrement propulsées le long de celui-ci. Il n'est pas certain que les effets optiques soient à l'origine de ce mouvement dans la mesure où même les cellules situées légèrement en dehors du guide y sont sensibles. Il pourrait aussi s'agir de phénomènes fluidiques. Dans tous les cas de figure, les vitesses de propulsion sont trop faibles pour être exploitables. Le regroupement des cellules sur le guide est plus rapide et sa portée est de l'ordre d'une centaine de microns. En ce sens, cet effet pourrait s'avérer intéressant pour concentrer des échantillons biologiques [117].

5.3.3 Manipulation de cellules marquées par des microparticules

Devant la faiblesse des vitesses des lymphocytes, nous nous sommes orientés vers des solutions de marquage cellulaire destinées à augmenter l'indice effectif des cellules. Dans cette partie, nous exposerons tout d'abord le principe de ce marquage avant d'étudier son influence sur le déplacement des cellules.

5.3.4 Principe du marquage cellulaire

Il est basé sur une reconnaissance anticorps/antigène entre la cellule et les billes préalablement fonctionnalisées. On distingue deux étapes :

- Une préparation chimique de la bille d'or (basée sur l'utilisation de thiols) qui permet de lui accrocher un anticorps. Dans notre cas, il s'agit d'un anticorps anti-CD3,
- Une étape d'incubation entre ce complexe et la cellule durant laquelle l'anticorps s'accroche à la protéine CD3, présente en surface des Jurkats.

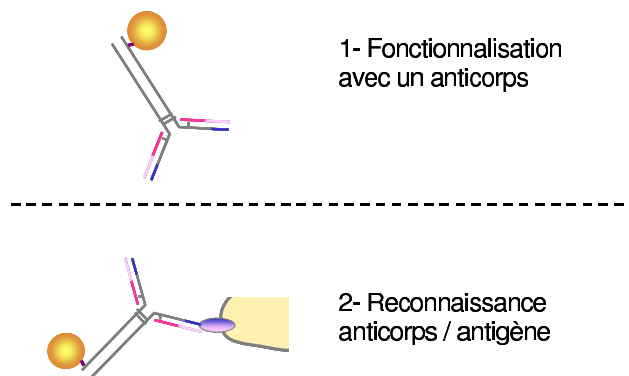


FIG. 5.4 – Illustration du principe de marquage cellulaire. La particule est fonctionnalisée à l'aide d'un anticorps puis vient s'accrocher à la cellule par reconnaissance antigène/ anticorps.

Dans un premier temps, pour optimiser les forces optiques, nous avons travaillé avec des billes d'or d'un diamètre de $1\ \mu\text{m}$. D'un point de vue biologique, la taille des particules pose quelques problèmes d'encombrement stérique. Toutefois, et bien que son efficacité soit très variable d'une expérience à l'autre, ce type de protocole permet de marquer environ 50% des cellules.

5.3.5 Déplacement de cellules marquées.

Comme dans le cas précédent, on place le mélange contenant les cellules au dessus du guide puis on enregistre leur mouvement (cf. figure 5.5).

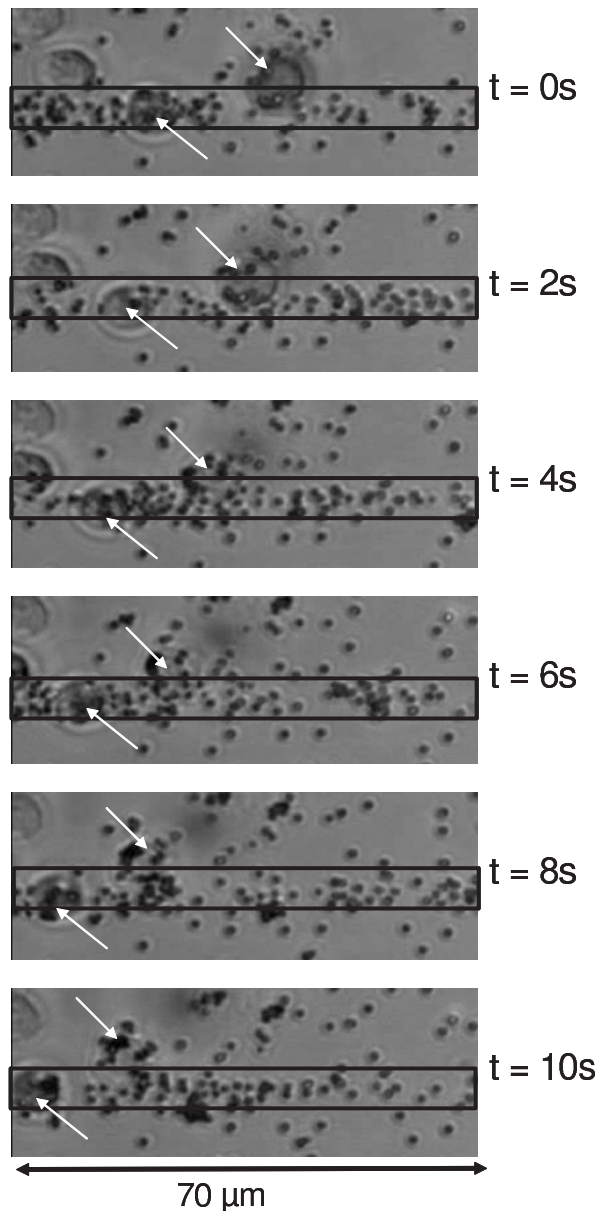


FIG. 5.5 – **Illustration du déplacement de cellules marquées.** Le mouvement collectif des particules libres génère un flux de liquide qui entraîne les cellules le long du guide. Si la propulsion par cette méthode est relativement efficace, son intérêt est limité par sa non spécificité.

Ces observations nous permettent d'illustrer plusieurs points importants :

- Il reste de très nombreuses billes libres dans la solution. Elles se déplacent sous l'action de la pression de radiation.
- Ce flux de particules pousse les cellules situées sur le guide et les fait avancer.
- Les lymphocytes placés en bordure du guide ne parviennent pas à s'insérer dans le courant de particules. Ils sont néanmoins déplacés par le flux de liquide généré par le mouvement des billes.

Ainsi, l'utilisation conjuguée de particules et de cellules permet de déplacer des objets biologiques. Toutefois, ce mouvement n'a qu'un intérêt limité dans la mesure où il n'est pas spécifique d'un type d'objet.

Nous avons par ailleurs, par des techniques de filtration, réussi à limiter le nombre de billes seules. Dans cette configuration, nous n'avons pas observé de déplacement de cellules. Ceci peut résulter de forces optiques insuffisantes pour trainer la cellule, ou encore provenir du fait que les billes accrochées aux Jurkats n'interagissent pas avec le mode guidé.

Ces premières observations illustrent que, avec ou sans marquage, la propulsion des cellules est difficile à mettre en oeuvre sur des guides potassium. Nous nous sommes donc orientés vers des guides en nitrure de silicium, qui s'étaient avérés particulièrement efficaces pour déplacer des particules de verre.

5.4 Déplacement de cellules sur des guides en nitrure de silicium

Comme dans le cas précédent, nous étudierons la manipulation de cellules seules ou marquées par des microparticules.

5.4.1 Déplacement de cellules marquées

5.4.1.1 Discussion sur le type de marqueur

Si, sur les guides potassium, le marquage des billes d'or semblait de loin le plus indiqué, ce n'est plus le cas sur les guides en nitrure de silicium. En effet, les pertes de propagation nous obligent à travailler en polarisation TE. Dans ce cas, la propulsion des particules diélectriques est plus efficace que celle des billes d'or. Nous avons donc choisi de marquer nos cellules avec des billes de latex de $1\text{ }\mu\text{m}$ de diamètre. Ceci permet, par ailleurs, d'éviter une éventuelle dégradation des cellules liée à l'échauffement des particules métalliques. Le principe d'accrochage est similaire à celui décrit précédemment.

5.4.1.2 Déplacement de cellules marquées

Les cellules sont déposées en surface d'un guide nitrure d'une largeur de $2\text{ }\mu\text{m}$ (cf. figure 5.6).

De façon similaire à ce que nous avons mis en évidence sur les guides potassium, il reste des billes libres dans la solution. Celles-ci sont propulsées sur le guide et entrent parfois en collision avec une cellule. Dans ce cas, la particule se bloque sous le lymphocyte et parvient à le pousser sur plusieurs dizaines de microns. Les vitesses sont de l'ordre de $4\text{ }\mu\text{m/s}$. Ceci illustre le fait que les forces s'exerçant sur une particule unique sont suffisantes pour pousser une cellule. De plus, le ruban étant moins large que la cellule, la bille ne peut pas contourner l'obstacle comme elle le faisait sur les guides potassium, ce qui augmente les distances de déplacement. Toutefois, celles-ci sont limitées par le fait que la particule et la bille ne sont pas liées. En effet, au bout de quelques instants, la cellule pivote et quitte le guide.

Malgré le marquage, nous n'avons jamais pu observer le déplacement d'une cellule par l'intermédiaire d'une bille qui lui est attachée. La probabilité d'interaction guide/bille/cellule est a priori trop faible pour permettre un mouvement collectif des cellules par cette technique.

Si cette méthode de déplacement ne semble pas exploitable dans le futur, les vitesses de propulsion sont cependant relativement conséquentes. Elles nous incitent à tester le déplacement de cellules seules.

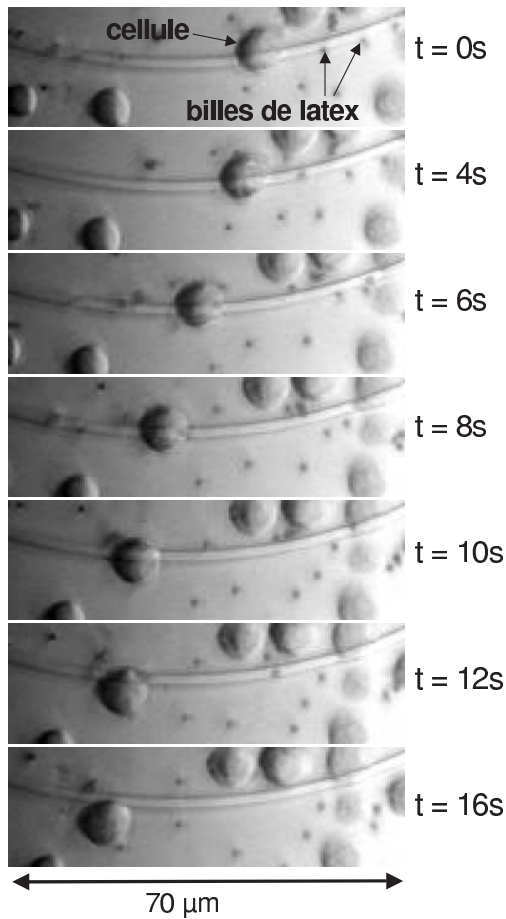


FIG. 5.6 – **Illustration du déplacement d'une cellule sous l'action d'une particule de latex.** Les particules étant latéralement confinées sur le guide, elles entrent systématiquement en collision avec les cellules déposées sur le ruban. Leur action est suffisante pour déplacer les lymphocytes sur plusieurs dizaines de microns. Cependant, la particule et la cellule n'étant pas liées, cette dernière finit par pivoter et quitter le guide ($t=12s$).

5.4.2 Déplacement de cellules non marquées

Comme précédemment, nous avons tout d'abord travaillé avec des lymphocytes T. On n'observe pas de déplacement de ces cellules sur les guides en nitrure de silicium. Nous nous sommes donc orientés vers d'autres types de cellules, plus couramment utilisées dans les systèmes de pinces optiques, comme les globules rouge ou les cellules de levure [38]. Ces types cellulaires sont susceptibles de présenter des contrastes d'indice par rapport à l'eau plus importants que celui des Jurkats

5.4.2.1 Propulsion de globule rouges

Ce sont des globules rouges, simplement mélangés à de l'EDTA pour éviter la coagulation puis placés dans un tampon de mannitol. Ils sont déposés en surface d'un guide de $10\mu m$ de large dans lequel la puissance modale est de l'ordre de 60 mW (cf. figure 5.7).

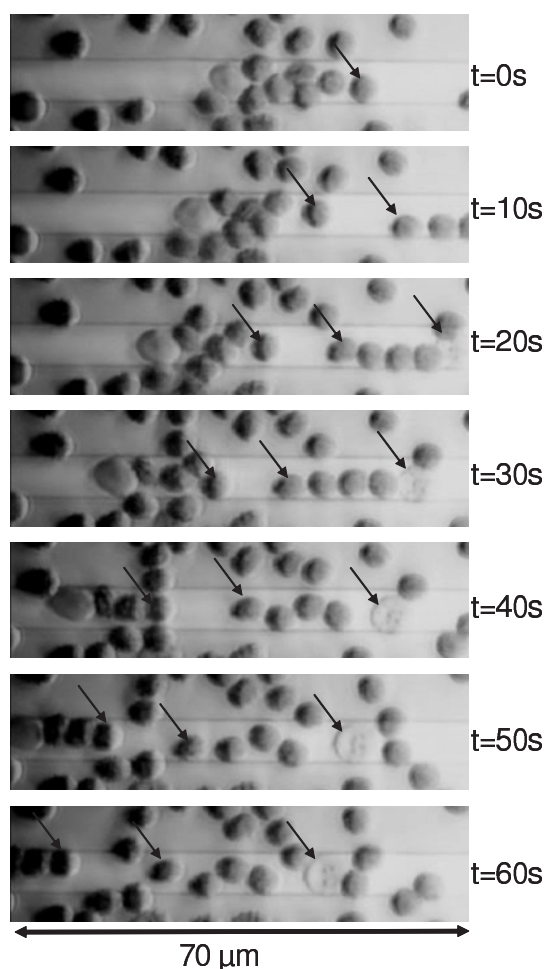


FIG. 5.7 – Mise en évidence de la propulsion de cellules sanguines sur des guides en nitrure de silicium. Les globules sont clairement poussés le long du guide par la pression de radiation. A priori, on n’observe pas de dégradation des cellules éclairées.

Les globules sont poussés le long du guide par la pression de radiation à des vitesses de l’ordre de $1 \mu\text{m}/\text{s}$. Comme pour les particules diélectriques, ces vitesses varient le long du guide en fonction de l’intensité locale. En outre, on n’observe pas, d’un point de vue morphologique, de dégradation majeure des globules pendant leur propulsion. Il conviendrait de vérifier, par ailleurs, leur intégrité fonctionnelle.

5.4.2.2 Propulsion de cellules de levure

Dans le même cadre, nous avons testé le déplacement de cellules de levure (*Saccharomyces cerevisiae*) placées dans l’eau. Sur un guide de $4 \mu\text{m}$ de large, les vitesses de déplacement sont de l’ordre de $1 \mu\text{m}/\text{s}$ pour une puissance guidée d’environ 40 mW (cf. figure 5.8, à gauche).

Comme les particules diélectriques, les levures ont tendance à former des chaînes qui se déplacent le long du guide. On constate même que des bactéries de petite taille, présentes dans le milieu, ont tendance à s’accrocher à la suite des levures. Une observation sans éclairage au niveau du zoom permet de visualiser de petits points brillants en mouvement qui sont caractéristiques du découplage de lumière et prouvent la nature optique de la propulsion.

Latéralement, les cellules proches du guide sont rapidement attirées sur le ruban ce qui illustre la présence de forces de gradient relativement intenses (cf. figure 5.8, à droite). Les levures ainsi piégées se mettent en mouvement sur le guide.

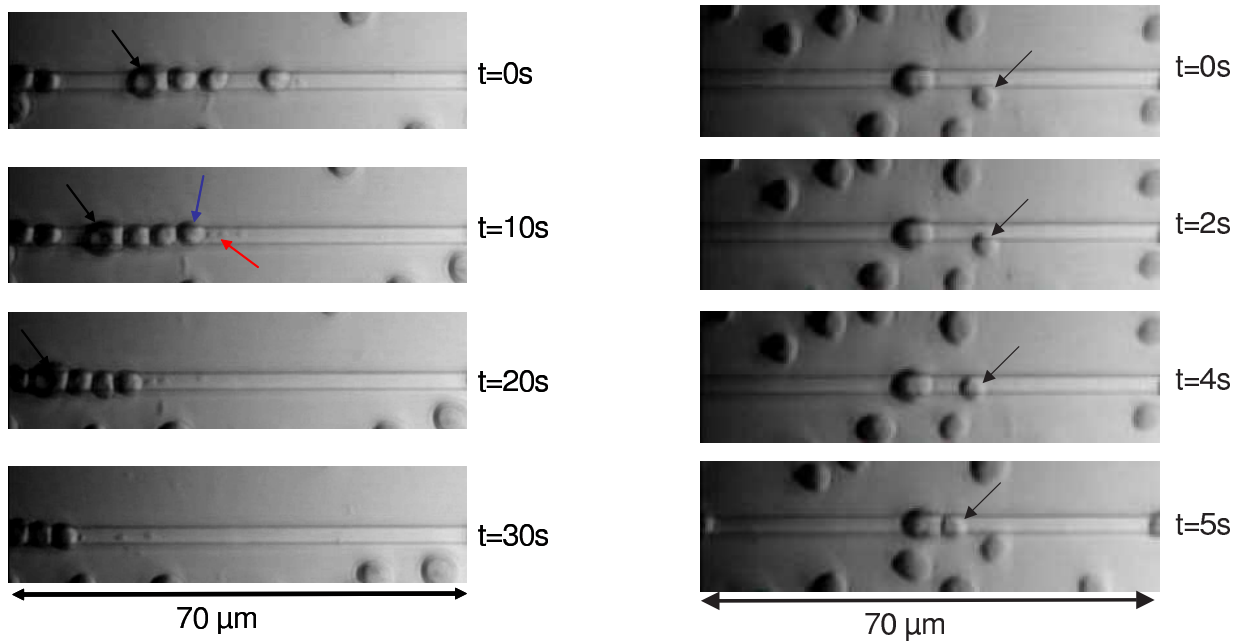


FIG. 5.8 – **Illustration du déplacement de levures sur des guides en nitrure de silicium.** A gauche, les levures propulsées ont tendance à former des chaînes similaires à celles mises en évidence avec des billes de verre. A droite, illustration de l'action des forces de gradient qui attirent les cellules sur le guide.

5.5 Conclusion

Ces expériences nous ont permis de démontrer la faisabilité du concept de déplacement de cellules sur des guides d'onde. L'utilisation de structures en nitrure de silicium permet, en effet, de développer des forces optiques suffisamment importantes pour propulser des cellules de levures et des globules rouges, sans aucun marquage. Ce dernier aspect est particulièrement intéressant dans le sens où aucun élément extérieur (marqueur) ne perturbe l'intégrité des cellules. De plus, les différences observées entre lymphocytes et levures illustrent la spécificité de ces fonctions qui pourraient être utilisés au sein de systèmes de tri [118].

Toutefois, le domaine d'application de la méthode est restreinte à certains type de cellules et les vitesses de déplacement restent très faibles. Il conviendrait de réaliser une étude systématique des caractéristiques du mouvement et éventuellement d'envisager d'autres types de guides d'ondes, plus confinés encore, pour optimiser le déplacement.

D'un point de vue biologique, une étude de viabilité cellulaire semble nécessaire pour confirmer l'intégrité fonctionnelle des spécimens. De plus, étant donné la forme particulière de l'éclairage des cellules, l'étude des phénomènes de photodégradation à diverses longueurs d'ondes pourrait aussi s'avérer intéressante. En effet, dans l'hypothèse où le caractère évanescent du champ incident limite la dégradation cellulaire dans l'infrarouge, on pourrait envisager de travailler aux longueurs d'ondes utilisées dans les télécommunications optiques (typiquement $1.55 \mu m$). Ceci nous permettrait d'utiliser des dispositifs à plus grande sécurité oculaire, mais aussi de bénéficier de tout le savoir-faire ainsi que des techniques de production développées dans le domaine des télécommunications optiques.

Conclusion générale

Dans ce mémoire, nous avons analysé les mécanismes d'interaction entre un champ évanescent et un objet matériel, tout d'abord sous un angle théorique puis dans une approche expérimentale. Il s'agissait de mieux comprendre la physique de ces phénomènes et leurs manifestations concrètes pour évoluer vers des systèmes fonctionnels de manipulation de particules et d'objets biologiques.

Pour répondre à ce besoin, nous avons mis en place des outils originaux de simulation numérique permettant de calculer, en trois dimensions, les forces optiques s'exerçant sur une particule de Mie en surface d'un guide d'onde. Ce modèle nous a permis de concevoir des structures guidantes destinées à optimiser la propulsion de ces objets. En outre, ces simulations ont révélé des **comportements singuliers des particules métalliques en fonction de la polarisation de la lumière, mais aussi de la taille des objets étudiés**. Notamment, ces résultats illustrent la présence de forces de gradient répulsives sur des particules d'or micrométrique, en polarisation TE.

Afin de valider ces observations théoriques, nous avons ensuite développé un dispositif expérimental adapté à l'étude du déplacement de particules sur des guides d'ondes. Il présente un système d'injection de lumière modulaire qui permet de travailler sur des échantillons présentant des caractéristiques technologiques très différentes. De plus, cette instrumentation est associée à un logiciel de traitement des données qui analyse les trajectoires des objets et mesure leurs vitesses. Par construction d'histogrammes combinant les données recueillies sur un grand nombre de particules, il nous apporte **une connaissance précise des caractéristiques du mouvement** (vitesse moyenne et dispersion).

La comparaison des résultats obtenus sur trois types d'échantillons nous a permis de mettre en évidence une influence notable de la polarisation de la lumière sur le déplacement des particules métalliques. Elle se traduit systématiquement par un **ralentissement important des billes d'or micrométriques en polarisation TE, qui n'existe pas pour des objets diélectriques**. Nous avons pu montrer qu'il s'agit d'une conséquence directe de l'action des forces de gradient répulsives dans cette polarisation. Elle s'accompagne, le plus souvent, d'une éjection de la bille de la surface du guide mais peut aussi se manifester par une propulsion des objets localisés sur les côtés de la structure guidante (sur les échantillons en nitrure de silicium notamment). Conformément aux prédictions théoriques, ces phénomènes dépendent également fortement de la taille des objets étudiés. En polarisation TE, nous avons montré que les billes d'or de petite taille (quelques centaines de nanomètres) sont soumises à des forces de gradient attractives alors que **leurs homologues de taille micrométrique sont repoussées du guide**. Bien que parfois évoqués dans certaines études théoriques, ces phénomènes n'avaient jamais été

mis en évidence expérimentalement. Ce sont autant de données qu'il convient de prendre en compte et de maîtriser pour développer des systèmes fonctionnels de manipulation de particules. Soulignons par ailleurs l'importance de ces résultats pour ce type d'application car ils démontrent la possibilité d'un contrôle à distance du mouvement des objets étudiés.

Au-delà de ces aspects de compréhension des phénomènes physique, la comparaison des performances associées à chaque type d'échantillon nous a permis de démontrer que la technologie de dépôt de couches minces en nitrure de silicium s'avère plus adaptées à ce type d'application que les techniques d'échange d'ion potassium ou césium utilisées jusqu'ici. En effet, à vitesse constante, **la puissance requise pour la propulsion des particules sur les guides en nitrure de silicium est environ 20 fois inférieure à celle nécessaire sur les guides césium.** Ceci permet à la fois d'optimiser la propulsion des billes mais aussi d'élargir les gammes de tailles pour lesquelles ces dispositifs sont utilisables à des objets diélectriques de quelques centaines de nanomètres jusqu'à plusieurs microns.

De la même façon, les performances associées aux guides en nitrure de silicium nous ont permis d'élargir le champ d'application des dispositifs existants au domaine de la biologie. Nous avons, en effet, pu illustrer le déplacement de globules rouges et de cellules de levure, sans aucun marquage, sur ces guides. Il s'agit, à notre connaissance, de la première démonstration de propulsion d'objets biologiques par des champ évanescent. Ce type de manipulation, par ses aspects automatiques et non destructifs, s'avère particulièrement prometteur pour des dispositifs de type laboratoire sur puce. Une étude plus poussée de ces phénomènes assortie d'une optimisation des caractéristiques de la propulsion constituerait une suite intéressante à ces travaux de recherche.

Plus généralement, cette étude nous a permis de poser des bases solides au niveau de la compréhension de l'interaction entre un champ évanescent et un objet matériel. Une analyse plus approfondie de ces phénomènes pourrait s'avérer particulièrement intéressante d'un point de vue fondamental. Par exemple, l'étude des phénomènes de propulsion de particules métalliques au voisinage des résonances plasmoniques permettrait de confirmer certaines prédictions théoriques. Une autre approche intéressante consisterait à mesurer les forces appliquées sur les particules à l'aide d'une pince optique classique ou d'un microscope à force photonique. Ceci permettrait, non seulement de quantifier les effets optiques, mais également d'évaluer les interactions surfaciques.

Dans le cadre du développement de systèmes fonctionnels, la compréhension de ces aspects physiques nous a aidé à développer des dispositifs de propulsion particulièrement performants et a ouvert la voie à des applications dans le domaine de la biologie. Il reste cependant un certain nombre de difficultés à surmonter. D'un point de vue technologique, les vitesses de propulsion associées aux cellules sont encore limitées et il conviendrait d'évaluer les performances d'autres guides, comme des guides plasmoniques ou bien encore des guides en polymères qui pourraient s'avérer particulièrement intéressants en terme de biocompatibilité et de coût. En ce qui concerne l'aspect fonctionnel, il apparaît qu'une suite logique de ces travaux consisterait en la mise au point d'un microsystème de tri de particules ou de cellules. La mise en oeuvre de tels dispositifs n'est cependant pas évidente et il conviendrait d'évaluer des solutions optiques intégrées mais aussi des méthodes combinant la sélectivité de l'optique au parallélisme des phénomènes fluidiques.

Liste des communications et brevets

Publications

- **S. Gaugiran**, S. Gétin , J. M. Fedeli, G. Colas, A. Fuchs, F. Chatelain et J. Déroutard. Optical manipulation of microparticles and cells on silicon nitride waveguides. *Optics Express*. Vol 13, N°18, pages : 6956-6963, septembre 2005. Voir annexe B
- **S. Gaugiran**, G. Colas, A. Fuchs, S. Getin and J. Derouard. Microparticles manipulation and cells handling on optical waveguides. *Proceedings of μ TAS 2005*, à paraître, 9-13 octobre 2005.
- **S. Gaugiran**, S. Getin, J. Déroutard, G. Lerondel and P. Chaton. Polarization effects on the manipulation of microparticles in the evanescent field of an optical waveguide. *Proceedings of ECIO'05* pages: 289-292, 6-8 avril 2005.

Brevets

- S. Getin, A. Fuchs, **S. Gaugiran** et G. Colas. Procédé de concentration de particules. WO2005054819
- **S. Gaugiran**, S. Getin, A. Fuchs et G. Colas. Procédé de tri de particules. WO2005054832
- A. Fuchs, S. Getin, **S. Gaugiran** et G. Colas. Dispositif de séparation d'objets par voie optique. WO2005054818
- **S. Gaugiran** et J. Hazart. Dispositif de déplacement de particules. EP1524675

Participation aux congrès.

- Présentation de poster: Micro Total Analysis Systems (Boston, US). Octobre 2005
- Exposé oral: 12th European Conference on Integrated Optics (Grenoble). Avril 2005.
- Exposé oral: 23^{èmes} Journées nationales d'optique guidée (Paris). Octobre 2004.
- Exposé oral: Colloque Diagnostic et Imagerie Optiques en Médecine (Paris). Mai 2004.

Annexe A

Caractérisation des champs évanescents par microscopie de champ proche optique

A.1 Introduction

A.1.1 Démarche et contexte

Dans le cadre de la collaboration entre notre laboratoire et le laboratoire de Nanotechnologies et d'Instrumentation Optique (LNIO) de l'Université Technologique de Troyes, je me suis rendue une semaine à Troyes pour caractériser les champs évanescents en surface des différents échantillons utilisés. La microscopie de champ proche optique (SNOM) est en effet une technique particulièrement adaptée à notre problématique puisqu'elle permet d'imager directement le champ qui interagit avec les particules. L'objectif était d'une part, de caractériser les modes dans des guides de natures différentes et d'autre part, d'observer l'impact de la polarisation de la lumière sur la forme du mode guidé. Pour des raisons de temps, nous n'avons pas caractérisé les guides réalisés par dépôt d'une couche de nitrure de silicium.

A.1.2 Méthode

Le LNIO possède un microscope à champ proche optique (SNOM) sans ouverture particulièrement bien adapté à la caractérisation des guides d'ondes [100]. Son principe de fonctionnement consiste à utiliser la pointe d'un AFM pour sonder la surface du guide. Celle-ci vient perturber l'onde évanescence du mode guidé et la transforme en onde propagative. Un système de microscopie optique permet de collecter ce signal dont l'amplitude est proportionnelle à l'intensité de l'onde évanescence. Etant donnée la faiblesse des signaux mesurés, on utilise soit une détection synchrone soit une détection hétérodyne qui permettent d'augmenter le rapport signal sur bruit. Dans notre cas, la longueur d'onde de travail est de 980 nm ce qui ne permet pas de travailler en détection hétérodyne. Nous nous sommes donc limités à une détection synchrone. Toutefois, nous verrons que les signaux sont suffisants pour nous permettre d'obtenir des mesures de bonne qualité.

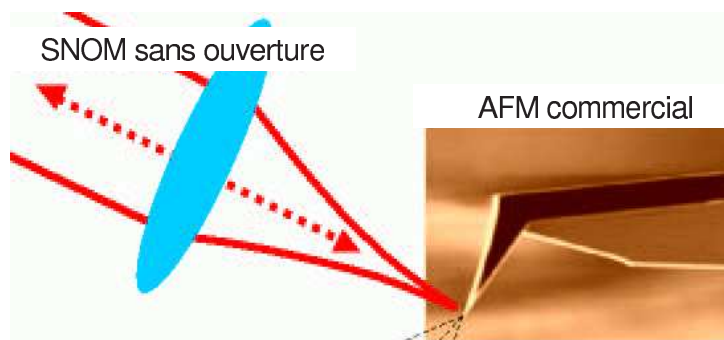


FIG. A.1 – Schéma de principe d'un microscope en champ proche optique sans ouverture

Nous étudierons tout d'abord les guides réalisés par échange d'ions argent puis ceux à base de potassium. Dans chacun des cas, les mesures seront d'abord réalisées dans l'air puis dans l'eau, qui se rapproche le plus de notre configuration expérimentale.

A.2 Caractérisation des guides réalisés en échange d'ions argent

Ces guides ont été réalisés par la Groupement d'Electromagnétisme Expérimental et d'Optoélectronique (GeeO) et sont partiellement enterrés pour éviter la présence d'un oxyde d'argent en surface du guide. Lors de la réalisation, plusieurs fenêtre d'échange ont été utilisées ce qui permet d'obtenir des intensités de surface différentes d'un guide à l'autre.

A.2.1 Etude de la topographie

Nous utilisons un AFM en mode tapping. Dans l'air, la cartographie laisse clairement apparaître la forme du guide sur laquelle on observe des traces sombre qui pourraient correspondre à un précipité d'argent. Dans l'eau et après nettoyage, on ne distingue plus qu'une légère marque laissée par les contraintes exercées par le masque. La rugosité de surface est de l'ordre de quelques nanomètres.

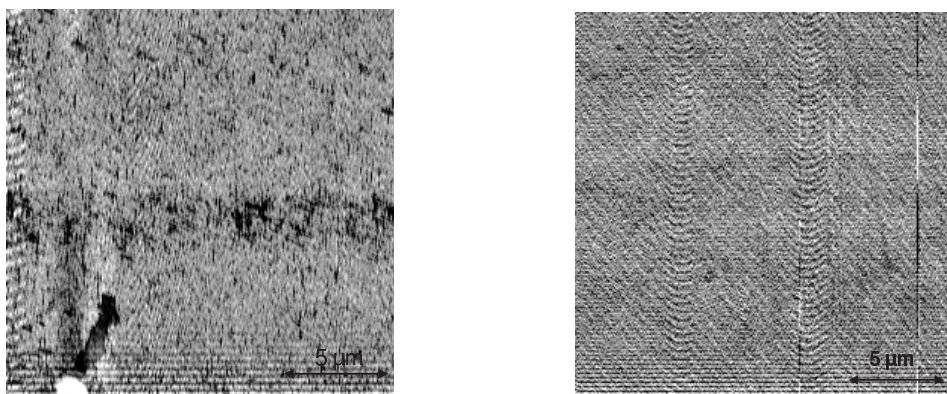


FIG. A.2 – Image AFM de la surface d'un guide argent. A gauche, topographie de surface mesurée dans l'air, à droite, même mesure mais dans l'eau. Les ions insérés dans la matrice de silice n'engendrent pas de déformation de la surface. La rugosité est de l'ordre de quelques nanomètres.

A.2.2 Etude des caractéristiques des modes guidés

A.2.2.1 Principe de mesure

Pour chaque guide, on enregistre une image SNOM de l'onde évanescente au dessus du guide puis par moyennage de ce signal, on déduit le profil du mode guidé. Nous avons travaillé dans différentes conditions : dans l'eau, dans l'air, en polarisation TE et en polarisation TM. D'un point de vue pratique, les expériences dans l'eau ont donné de très bons résultats : le signal est fort et l'image du mode n'est pas perturbée par des battements. Les franges d'interférences liées aux défauts de surface sont peu visibles. Par ailleurs, le GeeO nous a fourni les profils d'indices correspondant aux modes guidés. On peut donc, pour chaque mesure, comparer le profil mesuré à un profil théorique calculé en BPM (beamprop). On notera toutefois que ce type de microscopie ne donne pas accès aux valeurs absolues des intensités de surface et qu'on ne peut que comparer la forme des différents modes.

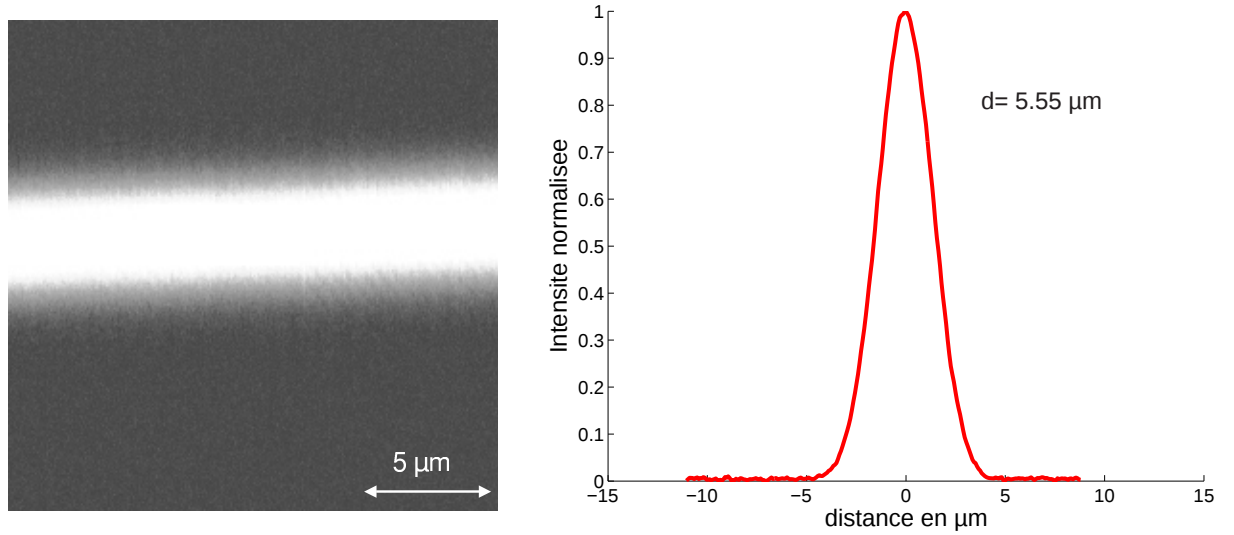


FIG. A.3 – Exemple d’une image SNOM d’un guide GeeO (à gauche) et de la forme du mode associé (à droite).

A.2.2.2 Comparaison des profils mesurés et calculés

Nous avons comparé la forme et la largeur théorique du mode en surface du guide à celles calculées par Beam Propagation Method (BPM). Globalement, les profils mesurés sont très proches de ceux calculés (cf figure A.4). On peut toutefois noter que la largeur du mode mesurée est légèrement plus faible que celle obtenue par le calcul.

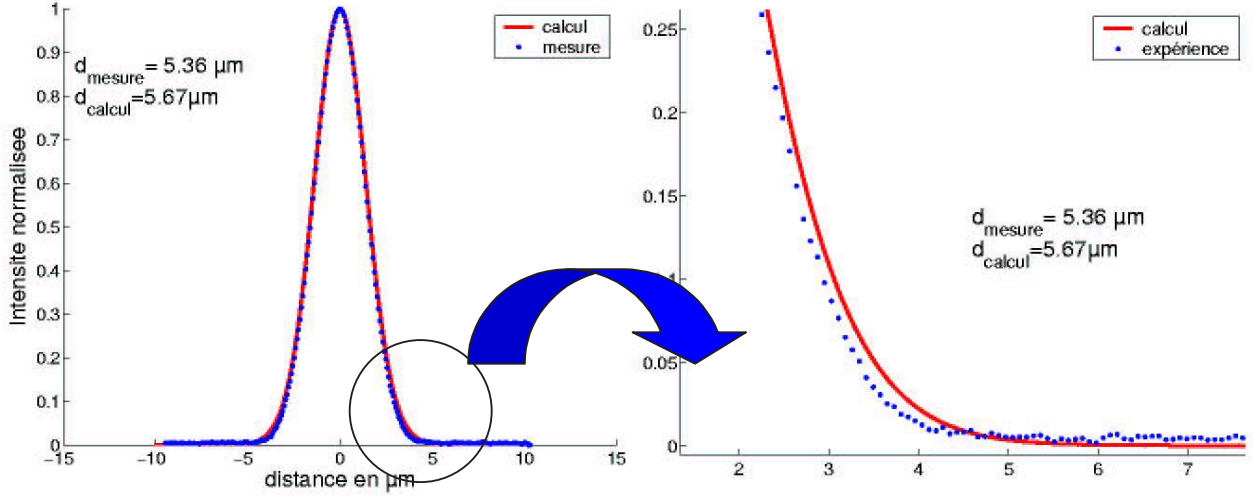


FIG. A.4 – Comparaison des formes des modes guidés mesurées et calculées à 980 nm. La concordance théorie /expérience est très bonne.

A.2.2.3 Etude de la décroissance du champ.

La microscopie de champ proche optique permet aussi de mesurer la décroissance de l'onde évanescence au dessus du guide en éloignant progressivement la pointe AFM de celui ci. On parle de courbes approche/retrait. Comme précédemment, la théorie et l'expérience donnent des résultats très similaires (cf. figure A.5). La reproductibilité des mesures n'est toutefois pas parfaite et les courbes aller et retour ne sont pas exactement superposées. Pour pouvoir comparer numériquement les décroissances des intensités mesurées sur les différents guides, nous avons défini une pente en $dB/\mu m$ qui s'exprime de la façon suivante :

$$\text{pente} = 10 \frac{\Delta \log(I)}{\Delta d} \quad (\text{A.1})$$

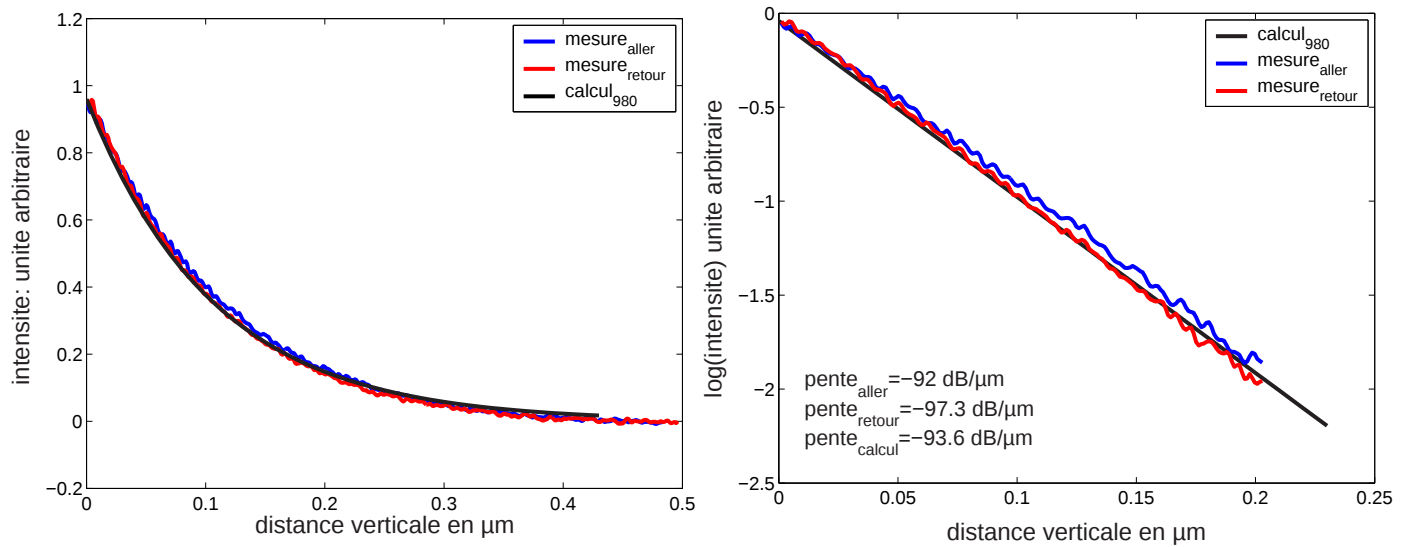


FIG. A.5 – Comparaison des décroissances de champ mesurées et calculées à 980 nm. Comme précédemment, Les courbes mesurées sont très similaires à celles calculées par BPM.

Ces premiers résultats illustrent une bonne concordance entre théorie et expérience sur ces échantillons. Ces mesures devraient nous permettre de valider les observations théoriques concernant l'influence de la taille de la fenêtre d'échange notamment.

A.2.3 Influence de la taille de la fenêtre d'échange

Nous avons montré dans le chapitre 3 que la puce étudiée regroupe, en théorie, des guides dont les modes ont des largeurs variées. Nous avons vérifié ce point expérimentalement en comparant les formes des modes correspondant à trois fenêtre d'échange ($3.1\ \mu\text{m}$, $2.2\ \mu\text{m}$, $1.8\ \mu\text{m}$) (cf. tableau A.1).

Taille de la fenêtre	$3.1\ \mu\text{m}$	$2.2\ \mu\text{m}$	$1.8\ \mu\text{m}$
Largeur mesurée	$5.44\ \mu\text{m}$	$5.46\ \mu\text{m}$	$5.54\ \mu\text{m}$
Largeur calculée	$5.7\ \mu\text{m}$	$5.79\ \mu\text{m}$	$5.9\ \mu\text{m}$

TAB. A.1 – Caractéristiques des modes mesurés et calculés en fonction de la largeur de la fenêtre d'échange, en polarisation TE.

On peut faire plusieurs remarques concernant ces valeurs :

- Comme précédemment, la théorie s'accorde à l'expérience et les valeurs calculées sont légèrement supérieures à celles mesurées.
- La largeur du mode augmente quand la fenêtre d'échange rétrécit, ce qui est conforme aux prédictions théoriques.
- Les variations mesurées sont très faibles (de l'ordre de quelques dizaines de nm) et il nous est difficile de savoir si elles sont réelles ou liées à des imprécisions de mesure. Toutefois, on notera que ces modifications vont systématiquement dans le même sens que ce que prévoit la théorie (y compris en polarisation TM). Nous pensons donc que ces mesures illustrent une réalité physique.

Cette approche confirme les tendances dégagées théoriquement concernant les variations de taille des modes sur cette puce. Nous qualifierons dans le chapitre 4, l'impact de ce paramètre sur le mouvement des particules.

A.2.4 Influence de la polarisation du mode guidé.

Afin de pouvoir comparer les vitesses des billes en polarisation TE et TM, nous avons caractérisé les variations du champ évanescent en fonction de la direction de polarisation de la lumière. Les valeurs mesurées ne sont pas directement comparables car la réponse de la pointe AFM dépend fortement de la polarisation du champ évanescent. Cependant, à défaut d'un rapprochement direct des intensités, nous avons étudié les formes des modes guidés. Les résultats sont reportés dans le tableau A.2 :

Une fois encore, ces valeurs illustrent un bon accord théorie/expérience. De plus, bien qu'elles soient ténues, les variations mesurées sont similaires à celles calculées. On retiendra que la forme du mode guidé change peu avec la direction de polarisation de la lumière. Ces observations ne nous informent toutefois pas sur les intensités de surface des guides. Il conviendrait de mesurer

	largeur (μm)		pente ($dB/\mu m$)	
	TE	TM	TE	TM
mesure	5.46	5.39	111	93.6
calcul	5.79	5.7	93.9	93.8

TAB. A.2 – Caractéristiques des modes mesurés et calculés à 980 nm en polarisation TE et TM

les formes des modes en sortie de ces derniers pour obtenir des informations sur ce point. Malheureusement, le dispositif de mesure n'est pas adapté à ce type d'expérience.

Ces mesures nous ont permis de montrer que, sur ces échantillons, la forme du mode guidé dépend peu de la polarisation. De plus, en se basant sur les simulations, on constate que l'intensité de surface est également similaire en TE et en TM. Nous qualifierons dans le chapitre 4 l'influence de la polarisation sur le mouvement des particules. Les modes guidés ne dépendant pas de la polarisation, toute différence observée sera caractéristique de l'interaction entre la particule et le guide.

A.3 Caractérisation des guides réalisés en échange d'ions potassium

A.3.1 Généralités

Ces échantillons ont été réalisés à l'Institut de Microélectronique, Electromagnétisme et Photonique (IMEP) par échange d'ions potassium. Ce sont des guides de surface ayant des tailles de modes assez importantes ($7 - 10 \mu m$). Contrairement aux guides argent, on ne connaît pas la répartition des ions associée à ces échantillons. Nous nous contenterons donc de comparer les modes entre eux. Au niveau des expériences, on observe des différences assez importantes entre ces puces et celles du GeeO. Le signal est beaucoup plus bruité dans ce cas et on observe des battements significatifs de la présence de modes rayonnés paraxiaux au dessus du guide.

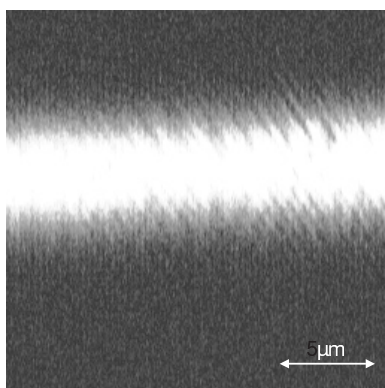


FIG. A.6 – Exemple d'une image SNOM d'un guide IMEP. On observe des battements significatifs de la présence de modes rayonnés paraxiaux.

A.3.2 Etude de la topographie de surface

Sur ces échantillons, la topographie est beaucoup plus marquée que précédemment. Ce relief n'est plus lié au masque mais réellement à l'insertion des ions dans le guide qui déforment

la surface. Lorsqu'on travaille avec une pointe immergée dans l'eau, les images obtenues sont beaucoup plus propres et moins bruitées, à la fois parce que la surface a été nettoyée mais aussi parce que l'eau atténue les vibrations de l'extérieur. Verticalement, la déformation a une hauteur de l'ordre 60 nm.

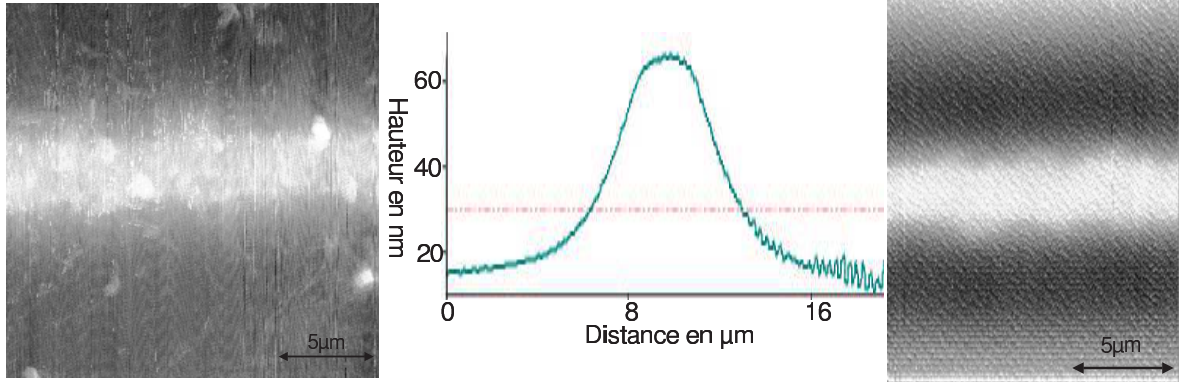


FIG. A.7 – **Images de la topographie de surface des guides potassium.** A gauche, une image enregistrée dans l'air sur laquelle on retrouve beaucoup de poussières. A droite, la mesure réalisée dans l'eau est beaucoup plus propre et moins bruitée. Au centre, représentation du profil topographique moyen sur le guide.

A.3.3 Influence de la polarisation du mode guidé.

Contrairement au cas précédent, on ne connaît pas le profil d'indice des guides potassium. Nous nous sommes donc limités à l'étude de l'influence de la polarisation sur la forme du mode guidé.

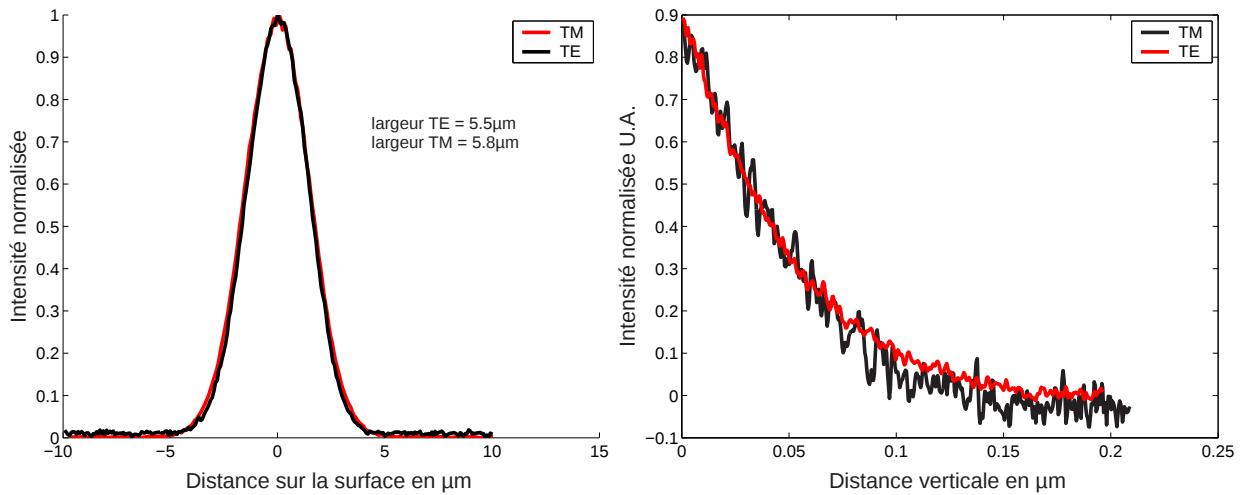


FIG. A.8 – **Influence de la polarisation sur la forme des modes dans les guides potassium.** La mesure est réalisée dans l'eau. On constate que les formes des modes sont très similaires pour les deux polarisation.

A cause des battements d'intensité, la qualité des signaux mesurés est inférieure à celle des mesures présentées jusqu'ici. On constate néanmoins que, comme sur les guides GeeO, la polarisation influence peu la forme du mode guidé (cf. figure A.8). Ceci est conforme aux résultats obtenus à l'aide d'un modèle de guide plan infini et semble confirmer que l'intensité de surface sur ces guides dépend peu de la polarisation. Nous confronterons ces données aux résultats expérimentaux présentés dans le chapitre 4.

A.4 Conclusion

Cette campagne d'expérimentation nous a permis de caractériser de façon précise deux des trois types de guides utilisés pour le déplacement des particules. L'utilisation d'une technique d'immersion au niveau de la pointe nous a, par ailleurs, ouvert la possibilité d'entreprendre les mesures dans des conditions très similaires à celles utilisées pour pousser les billes. Il en ressort plusieurs point importants.

Sur les guides réalisés par échange d'ions argent, tout d'abord, on constate une excellente concordance entre les mesures et les profils calculés par BPM. Ceci nous a permis de vérifier expérimentalement le fait que la puce utilisée regroupe effectivement des modes de largeurs variables. Par ailleurs, ces mesures illustrent le faible impact de la polarisation de la lumière sur la forme du mode guidé. Cet aspect tend à confirmer que les intensités de surface sont similaires en TE et en TM. Nous verrons cependant, dans le chapitre 4, que ce paramètre influence fortement le déplacement des particules métalliques.

Les guides réalisés par échange d'ions potassium présentent des caractéristiques topographiques très différentes de celles des guides argent. Notamment, on observe une déformation de surface au niveau de la zone d'échange des ions. Nous verrons dans le chapitre 4 que celle-ci pourrait jouer un rôle conséquent sur la propulsion des particules. A l'inverse, la caractérisation des modes guidés laisse apparaître une forme de mode similaire en TE et en TM comme nous l'avons mis en évidence sur les guides argent. Cet aspect s'avère être un élément de compréhension important du comportement des particules métalliques sur ce type de guides.

Annexe B

Exemplaire de la publication d'Optics Express

Optical manipulation of microparticles and cells on silicon nitride waveguides

S. Gaugiran, S. Gétin and J. M. Fedeli

Laboratoire d'Electronique et des Technologies de l'Information, Commissariat à l'Energie Atomique, 17, avenue des martyrs, 38000 Grenoble, France

gaugiran@chartreuse cea.fr, stephane.getin@cea.fr

G. Colas, A. Fuchs, F. Chatelain

Laboratoire Biopuces, Département des Sciences du Vivant, Commissariat à l'Energie Atomique, 17, avenue des martyrs, 38000 Grenoble, France

J. Dérourard

Laboratoire de Spectrométrie Physique, Université Joseph Fourier, BP 87 38402 Saint Martin d'Hères, France

Abstract : We demonstrate the optical manipulation of cells and dielectric particles on the surface of silicon nitride waveguides. Glass particles with 2 μ m diameter are propelled at velocities of 15 μ m/s with a guided power of 20mW. This is approximately 20 times more efficient than previously reported, and permits to use this device on low refractive index objects such as cells. Red blood cells and yeast cells can be trapped on the waveguide and pushed along it by the action of optical forces. This kind of system can easily be combined with various integrated optical structures and opens the way to the development of new microsystems for cell sorting applications.

© 2005 Optical Society of America

OCIS codes: (130.3120) Integrated optics devices; (140.7010) Trapping; (170.4520) Optical confinement and manipulation; (230.7380) Waveguides, channeled

References and links

1. A. Ashkin, "Acceleration and trapping of particles by radiation pressure," Phys. Rev. Lett. 24, 156-159 (1970)
2. A. Ashkin and J. M. Dziedzic, "Optical trapping and manipulation of viruses and bacteria," Science 235, 1517-1520 (1987)
3. P. Korda, G. C. Spalding, E. R. Dufresne and D. G. Grier, "Nanofabrication with holographic optical tweezers," Rev. Sci. Instr. 73, 1956-1957 (2002)
4. J. Arlt, V. Garces-Chavez, W. Sibbett and K. Dholakia, "Optical micromanipulation using a Bessel light beam," Opt. Commun. 197, 239-245 (2001)
5. E. R. Dufresne and D. G. Grier "Optical tweezers arrays and optical substrates created with diffractive optics," Rev. Sci. Instr. 69, 1974-1977 (1998)
6. R. A. Flynn, A. L. Birkbeck, M. Gross, M. Ozkan, B. Shao, M. M. Wang, and S. C. Esener, "Parallel transport of biological cells using individually addressable VCSEL arrays as optical tweezers," Sens. Actuators B 87, 239-243 (2002)
7. H. Andersson and A. Van Der Berg, "Microfluidic devices for cellomics: a review," Sens. Actuators B 92, 315-325 (2003)
8. M. M. Wang, E. Tu, D. E. Raymond, J. Mo Yang, H. Zhang, N. Hagen, B. Dees, E. M. Mercer, A. H. Forster, I. Kariv, P. J. Marchand and W. F. Butler, "Microfluidic sorting of mammalian cells by optical force switching," Nature Biotech. 23 (1), 83-87 (2005)
9. M. P. MacDonald, G. C. Spalding and K. Dholakia, "Microfluidic sorting in an optical lattice," Nature 426, 421-424 (2003)
10. S. Kawata and T. Sugiura, "Movement of micrometer-sized particles in the evanescent field of a laser beam," Opt. Lett. 17, 772-774 (1992)

11. S. Kawata and T. Tani, "Optically driven Mie particles in an evanescent field along a channeled waveguide," *Opt. Lett.* 21, 1768-1770 (1996)
12. L. N. Ng, B. J. Luff, M. N. Zervas and J. S. Wilkinson, "Propulsion of gold nanoparticles on optical waveguides," *Opt. Commun.* 208, 117-124 (2002)
13. K. Grujic, O. G. Hellesø, J. P. Hole and J. S. Wilkinson "Sorting of polystyrene microspheres using a Y-branches optical waveguide," *Opt. Express* 13, 1-7 (2005), <http://www.opticsexpress.org/abstract.cfm?URI=OPEX-13-1-1>
14. K. Grujic, O. G. Hellesø, J. S. Wilkinson and J. P. Hole, "Optical propulsion of microspheres along a channel waveguide produced by Cs⁺ ion-exchange in glass," *Opt. Commun.* 239, 227-235 (2004)
15. H.Y. Jaising and O.G. Hellesø, "Radiation forces on a Mie particle in the evanescent field of an optical waveguide," *Opt. Commun.* 246, 373-383 (2005)
16. J. D. Jackson, "*Classical electrodynamics*," Wiley (1975)
17. I. Brevik, "Experiments in phenomenological electrodynamics and the energy-momentum tensor," *Phys. Rep.* 52, 133-201 (1979)
18. R.C. Gauthier, "Computation of the optical trapping force using an FDTD based technique," *Opt. Express* 13 (10), 3707-3718 (2005), <http://www.opticsexpress.org/abstract.cfm?URI=OPEX-13-10-3707>
19. K. Beilenhoff, H. Heinrich and H. L. Hartnagel, "Improved finite difference formulation in frequency domain for three dimensional scattering problems," *IEEE Trans. Microw. Theory* 40, 540-546 (1992)
20. L. N. Ng, B. J. Luff, M. N. Zervas and J. S. Wilkinson, "Forces on a Rayleigh particle in the cover region of a planar waveguide," *J. Lightwave Technol.* 18, 388-400 (2000)

1. Introduction

The experimental demonstration of optical trapping by a laser beam by A. Ashkin in 1970 [1] opened the way to numerous applications in the field of biology [2] as well as in that of nanofabrication [3]. The optical tweezer is a contactless and non destructive tool adapted to manipulation of particles and biological objects. However, it does not fit very well to sorting applications particularly because particles are moved one by one. Thus several strategies have been used to build optical tools designed for the parallel manipulation of several objects. Some of them are based on the shape modification of the trapping light beam as Bessel beams [4] or holographic tweezers [5]. Other techniques employ VCSEL [6] (Vertical Cavity Surface Emitting Laser) arrays that can be produced on a large scale in microelectronics facilities.

This kind of tool makes easier new approaches in the field of cellular sorting or intra-cellular surgery particularly because their dimensions fit well to that of the studied object [7]. For example, biological analysis microsystems can deal with small sample sizes and allow the isolation of rares cells which are hard to extract with traditional techniques. Various physical concepts have been used on Lab-on-a-Chip (electrical, mechanical, magnetic) [7] but recently some demonstrators combining optics and fluidics have been proved to be specially efficient. For example, Wang *et al.* designed an optical microcytometer [8] with high throughput (up to 100 cell/s) and Mac Donalds *et al.* [9] used a reconfigurable optical lattice for high efficiency sorting (96% efficiency).

In this paper, we focus on another kind of microsystem for manipulation of biological objects based on waveguides. The optical manipulation of particles by an evanescent field has been demonstrated in 1992 by Kawata and Sugiura [10] and then used for the propulsion of metallic and dielectric particles on optical waveguides [11,12]. Recently, this kind of device has been used to sort particles on Y-junction branches [13]. However, even if it has been mentioned in the first publication by Kawata and Tani [11], the technique has never been employed to move biological cells. In this communication, we use silicon nitride waveguides to improve the particle propulsion efficiency and to manipulate, without label, red blood cells and yeast cells.

In the next section, we use simulations to compare the performance of various kinds of waveguides. We then go on to describe the experimental setup and the silicon nitride waveguides. In the fourth section, we present results on propulsion of dielectric particles and cells. We finish with some perspectives.

2. Theoretical comparison of waveguide technologies.

Until now, the particle propulsion on optical waveguides has been mainly performed on waveguides made by potassium or cesium ion exchange [11] [14]. These works have shown that refractive index contrast between the substrate and the waveguide (Δn) strongly affects the optical forces. In this theoretical section, we are going to compare ion exchange techniques with thin film deposition technologies which allow higher index contrast. We will study three different kinds of structures: potassium ion exchanged waveguides ($\Delta n = 0.01$), cesium ion exchanged waveguides ($\Delta n = 0.03$) and silicon nitride waveguides ($\Delta n = 0.52$).

Several approaches are possible to compute the optical forces on particles located on a waveguide surface. From an analytical point of view, dipolar models are the simplest but they are only valid for Rayleigh particles. For micrometric spheres, the Arbitrary Beam Theory allows the evaluation of particle velocities on an infinite slab waveguide [15]. However, this analytical method does not permit to take into account the lateral confinement of light in a channel waveguide.

We have chosen a numeric approach to the problem, based on the finite element method and the FEMLAB (Comsol) software. This method takes into account the lateral size of the waveguide to calculate the 3D distribution of the electric and magnetic fields. The resulting optical forces can be calculated, thanks to the Maxwell stress tensor $\vec{T}$, by integration on the external surface S of the particle [16].

$$\vec{F} = \oint_S \vec{T} \cdot \vec{n} d\vec{S} = \iiint_V \vec{f}_v dV \quad (1)$$

where $\vec{n}$ is the outwardly directed unit normal from the surface and $\vec{f}_v$ is the local force density on the particle. For rigid dielectric particles, the radiative forces are distributed according to a volume force density [17]:

$$\vec{f}_v = -\frac{1}{2} E^2 \nabla \epsilon \quad (2)$$

where E denotes the amplitude of the local electric field and ϵ is the material permittivity. For homogeneous dielectric particles of refractive index n_2 immersed in a medium of index n_1 , eq.2 reduces to a surface force density σ :

$$\sigma = \frac{1}{2} E^2 (n_2^2 - n_1^2) \quad (3)$$

The finite element method offers the advantage of using a fine mesh in the regions of interest and a coarse one in other places. This flexibility allows important virtual memory savings compared to other numerical methods as Finite Difference Time Domain (FDTD) [18]. Moreover, the calculation time for the present structures by finite element method are around 10 minutes on a 1GB RAM personal computer. Other solutions, like non temporal finite difference or semi-analytical methods based on plane wave decomposition could also suit the problem [19].

The waveguide geometrical properties used in the simulation are summarized in table 1. The vertical dimensions correspond to the optimized thickness for the optical forces when the propagation wave is TE polarized, estimated according to [20]. In all the calculations, the guided power is normalized to 1W, the wavelength is 1064nm, and we study TE polarization. The particles are dielectric spheres ($n_2 = 1.55$ at 1064 nm) of 500nm diameter, separated by

2nm from the surface of the waveguide, immersed in water ($n_l = 1.33$). For the sake of computer memory, we could not study larger spheres.

Table 1. Properties of the different waveguides.

	Δn	Vertical size	Lateral size
Potassium	0.01	1.9 μm	4 μm
Cesium	0.03	1 μm	3 μm
Nitride	0.52	0.2 μm	1 μm

As an example, we show on Fig. 1 the local surface forces acting on the surface of the sphere above a silicon nitride waveguide. For more clarity, we used a coarse mesh on the particle. We observe a strong decrease in the local forces at the top of the sphere. Moreover, the total force on the particle is directed toward the centre of the waveguide and forward in the direction of light propagation. These forces are characteristic of gradient forces and radiation pressure.

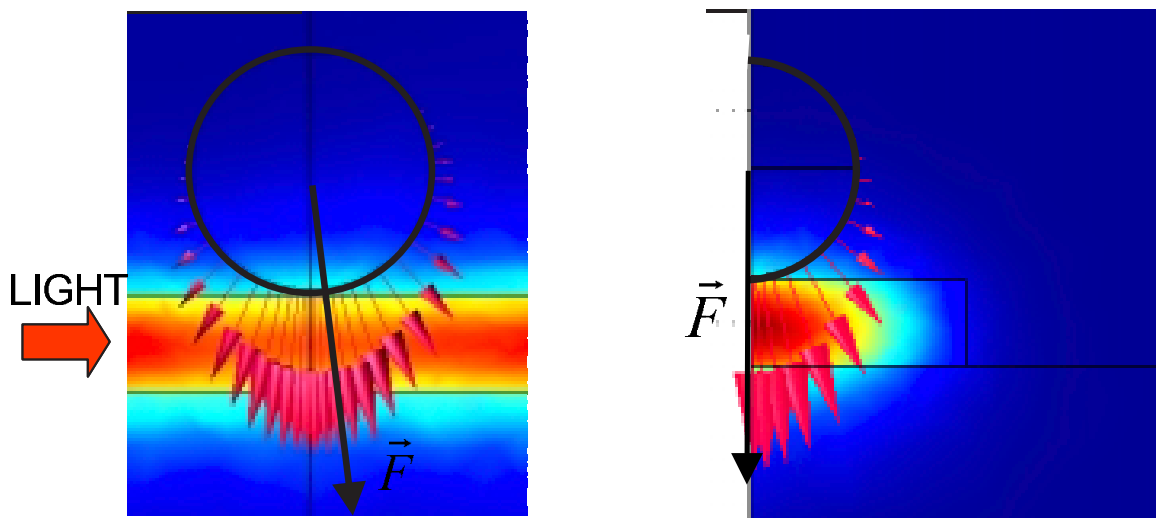


Fig.1 Representation of the electromagnetic energy density in the waveguide and the force density distribution (σ) on the surface of the particle (red arrows). To the left, a cross-section parallel to the waveguide. On the right, a cross section orthogonal to the waveguide.

In order to check our calculations, we confirmed their convergence as a function of the mesh size. Moreover, we compared the results with the analytical expressions based on Rayleigh theory (cf. Fig. 2). The calculation were made for silicon nitride waveguides and we found a good agreement between the two models when the radius of the particles tends to zero, as expected.

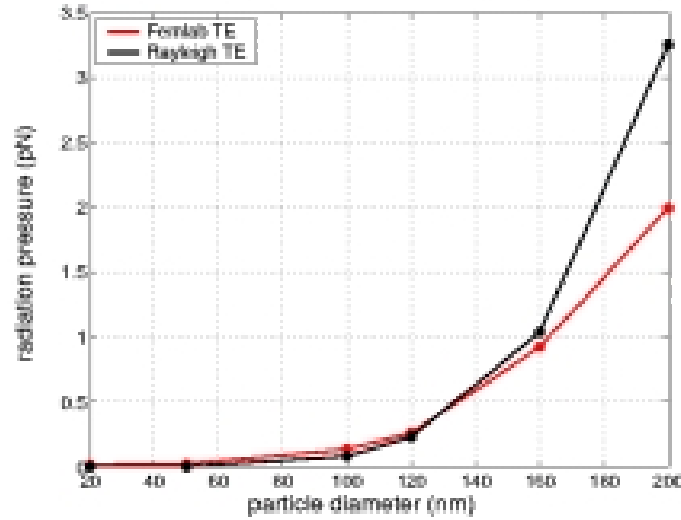


Fig 2. Comparison of radiation pressure forces using numerical calculation and Rayleigh theory.

We compared the computed forces on different kinds of waveguides. Results normalized by the guided power are reported in table 2. We can notice that forces strongly increase when the refractive index gap between the guide and the substrate rises. For a given power injected in the waveguide we see that the use of silicon nitride thin films increases the optical forces by a factor of 100 compared to potassium exchanged waveguides. We have estimated the particle velocity which would result from the calculated radiative forces using Stokes law and a modified expression for the viscosity which accounts for the fact that the particle is close to a surface [15].

Table 2. Calculation of the optical forces on different kinds of waveguides for glass spheres with 500 nm diameter ($n_2=1.55$) in water ($n_1=1.33$).

	F propulsion	F gradient	Particle velocity
Potassium	0.15 pN/W	-0.9 pN/W	10 $\mu\text{m/s/W}$
Cesium	0.6 pN/W	-4 pN /W	41 $\mu\text{m/s/W}$
Nitride	16.5 pN/W	-153 pN/W	1100 $\mu\text{m/s/W}$

These results show that even if the evanescent wave decay is faster on high refractive index waveguides, optical forces on Mie particles remain higher on these structures. Particles with 500nm diameter are larger than the evanescent field extension ($d_{\text{potassium}}=235\text{nm}$, $d_{\text{cesium}}=233\text{nm}$ and $d_{\text{nitride}}=173\text{nm}$), therefore the velocity ratio for bigger particles (like cells) should be similar to the results presented in table 2.

3. Experimental procedures

Waveguides are made of a silicon substrate covered by a $2\mu\text{m}$ silica film ($n=1.45$ at 1064nm) and a silicon nitride strip ($n=1.97$ at 1064nm). The strips are deposited by LPCVD (Low Pressure Chemical Vapor Deposition) which gives them good optical properties and etched by RIE (Reactive Ion Etching). Silicon nitride film thickness is around 200nm . Different waveguides with strip width ranging from $1\mu\text{m}$ to $10\mu\text{m}$ have been studied, which corresponds to multimode waveguides.

The experimental setup is shown in Fig. 3. Linearly polarized light from a continuous Nd:YAG laser source operating at $1.064\mu\text{m}$ was coupled into the waveguide through a microscope objective ($\text{NA}=0.9$). Since we do not have tapered structures, insertion losses are important ($\sim 10\text{dB}$) and propagation losses are around 2dB/cm . The effective guided power

was monitored using an optical power meter at the end of the waveguide after a microscope objective and a diaphragm.

We used glass particles ($n=1.55$ at 1064nm) of $2\mu\text{m}$ diameter and a standard deviation around 35% (as specified by Duke scientific but we can see on Fig. 4 that the real dispersion is much higher). Red blood cells and yeast cells of approximately $5\mu\text{m}$ diameter were also used. A cell defined by double-sided adhesive tape spacer and a cover slip was glued on the surface sample in order to form a chamber for the particles in de-ionized water (cf. Fig. 3). Motion of the particles was observed using a Navitar zoom system (with a 50X and $\text{NA}=0.55$ microscope objective) and a CCD camera mounted above the waveguide.

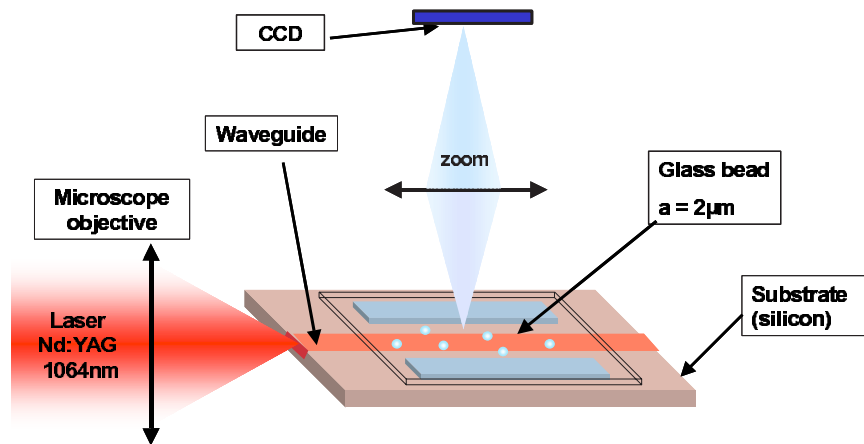


Fig. 3 Experimental set up

4. Results

4.1 Manipulation of dielectric particles.

The use of silicon nitride waveguides allowed to demonstrate both the trapping and the propulsion of $2\mu\text{m}$ glass particles and $1\mu\text{m}$ latex particles (cf. Fig. 4). We noticed that on this kind of structure, there is a strong interaction between the beads and the guided light. In particular, we can clearly visualize the light extracted from the waveguide and scattered upward. Furthermore, we observed the formation of chains of particles as reported in [14].

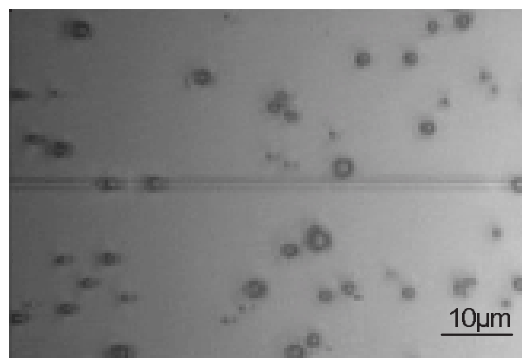


Fig 4. (2.4MB) Movie of glass particles propulsion (w = waveguide width).

Even if the guided power is weak, the propulsion is very efficient. Typically, for glass particles, the mean velocities are around $15\mu\text{m/s}$ for a guided power near 20mW . This power value has been measured at the end of the waveguide and corrected by taking into account the large light diffraction at the end of the structure. This device efficiency permits, with the same speed, to reduce by approximately 20 times the guided power compared with cesium ion exchanged waveguides. One drawback stems from the high insertion losses but they could be strongly reduced by using tapers at the entrance of the waveguide. Nevertheless, due to the

relatively important propagation losses, particle propulsion is limited to distances in the range of one centimetre.

4.2 Propulsion of Cells

The propulsion efficiency of dielectric particles on silicon nitride waveguides open the way to cell manipulation. Cells have different optical and physical properties than glass particles: they are bigger ($5\mu\text{m}$ diameter) and have lower refractive index ($n \approx 1.4$). We worked with two kinds of cells: red blood cells and yeast cells (*Saccharomyces cerevisiae*).

Red blood cells were just mixed with EDTA (EthyleneDiamineTetraAcetic) to prevent coagulation and put in a mannitol buffer. On a $10\mu\text{m}$ width waveguide, we observed the propulsion of the red blood cells with velocities about $1\mu\text{m/s}$ for nearly 60mW inside the waveguide (Fig. 5). We can notice that, as cell refractive index are smaller than glass one, we need more power to move them. Furthermore, it seems that light does not destroy the cells.

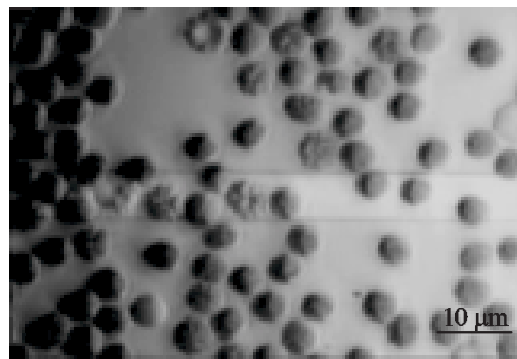


Fig 5. (1MB) Movie of red blood cells manipulation

For yeast cells, the propulsion velocities are approximately $1\mu\text{m/s}$ for a guided power around 40mW (Fig. 6). Like dielectric particles, cells tend to form small chains and even smaller bacteria seems to be attracted toward the yeast cells. Laterally, the attraction of the cells located near the waveguide highlights the presence of an intense gradient force whose range is only a few micrometers or less.

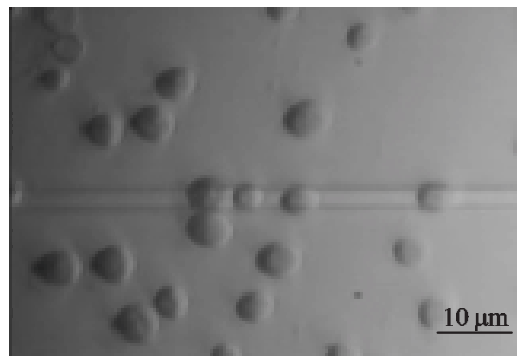


Fig 6. (2MB) movie of yeast cells manipulation

5. Conclusion

In this paper, we demonstrated, both theoretically and experimentally, that silicon nitride waveguides can move dielectric glass particles of various sizes and biological cells. To the best of our knowledge, it is the first demonstration of biological object manipulation by an evanescent wave.

Thanks to the high confinement rate of light intensity in the silicon nitride films, the power required for dielectric particles propulsion is reduced by a factor around 20 compared to

cesium ion exchanged waveguides. This optimized power efficiency allows an extension of this method to the manipulation of low index objects as cells. Yeast cells have been pushed along the waveguide with velocities around $1\mu\text{m/s}$ and attracted toward the guide by gradient forces.

This kind of device can be easily combined with various integrated optics structures and opens the way to the development of new microsystems for cells sorting applications.

Bibliographie

- [1] L. Euler. *Histoire de l'académie de Berlin*, 2, 1746.
- [2] W. Crookes. *Philosophical transactions of the Royal society of London*, 164:501, 1874.
- [3] P. N. Lebedev. Untersuchungen über die druckkräfte des lichtes. *Annalen der Physik*, 6:433–458, 1901.
- [4] E. Nicols and G. F. Hull. The pressure due to radiation. *Physical Review*, 26(91):104, 1903.
- [5] A. Ashkin. Acceleration and trapping of particles by radiation pressure. *Physical Review Letters*, 24(4):156–159, 1970.
- [6] A. Ashkin and J. M. Dziedzic. Optical levitation by radiation pressure. *Applied Physics Letters*, 19(8):283–285, 1971.
- [7] S. Stenholm. The semiclassical theory of laser cooling. *Reviews of modern physics*, 58(3):699–735, 1986.
- [8] A. Ashkin. Optical trapping and manipulation of neutral particles using laser. *Proceedings of National Academy Sciences USA*, 94:4853–4860, 1997.
- [9] M. R. Matthews, N. J. Van Druten, D. S. Durfee, D. M. Kurn, K. B. Davis, M. O. Mewes, and W. Ketterle. Bose-einstein condensation in a gaz of sodium atoms. *Science*, 269:198–201, 1995.
- [10] A Casner. *Déformations, manipulations et instabilités d'interfaces liquides induites par la pression de radiation d'une onde laser*. PhD thesis, Universite Bordeaux III, juin 2002.
- [11] A. Ashkin, S. Chu, J. E. Bjorkholm, and A. Cable. Experimental observation of optically trapped atoms. *Physical Review Letters*, 57(3):314–317, 1986.
- [12] A. Ashkin and J. M. Dziedzic. Optical trapping and manipulation of viruses and bacteria. *Science*, 235:1517–1520, 1987.
- [13] 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*, 11(5):288–290, 1986.
- [14] D. G. Grier. A revolution in optical manipulation. *Nature*, 424:810–816, 2003.
- [15] A. Ashkin. Forces of a single beam gradient trap on a dielectric sphere in the ray optics regime. *Biophysical Journal*, 61:569–582, 1992.
- [16] Y. Harada and T. Asakura. Radiation forces on a dielectric sphere in the rayleigh scattering regime. *Optics Communication*, 124:529–541, 1996.
- [17] K. Svoboda and M. S. Block. Optical trapping of metallic rayleigh particles. *Optics Letters*, 19(13):930–933, 1994.

- [18] A Ashkin and J. M. Dziedzic. Optical levitation in high vacuum. *Applied Physics Letters*, 28(6):333–335, 1975.
- [19] S. Lewittes, M. Arnold. Radiometric levitation of micron spheres. *Applied Physics Letters*, 40(6):455–457, 1982.
- [20] J. M. Dziedzic, A. Ashkin, and Y. Yamane. Optical trapping and manipulation of single cells using infrared beams. *Nature (London)*, 330:769–771, 1987.
- [21] R. W. Steubing, S. Cheng, W. H. Wright, Y. Namajiri, and M. W. Berns. Laser induced fusion in combination with optical tweezers: the laser cell fusion trap. *Cytometry*, 12:505, 1991.
- [22] A. Rohrbach, E. L. Florin, and E. H. K. Stelzer. Photonic force microscopy: simulation of principles and applications. In *Proceedings of SPIE*, volume 4431, pages 75–86, 2001.
- [23] K. Svoboda and S. M. Block. Biological applications of optical forces. *Annual Review of Biophysics and Biomolecular Structures*, 23:247–285, 1994.
- [24] K. C. Neuman and S. M. Block. Optical trapping. *Review of Scientific Instruments*, 75(9):2787–2809, 2004.
- [25] E. L. Florin, A. Pralle, and E. H. K. Stelzer. Photonic force microscope calibration by thermal noise analysis. *Applied Physics A*, 66:575–578, 1998.
- [26] L. P. Ghislain and W. W. Webb. Scanning force microscope based on an optical trap. *Optics Letters*, 18(19):1678–1680, 1993.
- [27] L. S. B. Goldstein, S. M. Block, and B. J. Schnapp. Bead movement by single kinesin molecules studied by optical tweezers. *Nature*, 348:348–352, 1990.
- [28] K. Svoboda, C. F. Schmidt, B. J. Schnapp, and S. M. Block. Direct observation of kinesin stepping by optical trapping interferometry. *Nature*, 365:721, 1993.
- [29] H. Yin, J. Gelles, M. D. Wang, M. J. Schnitzer, and S. M. Block. Stretching dna with optical tweezers. *Biophysical Journal*, 72:1335–1346, 1997.
- [30] K. Okumoto, A. Tokoada, T. Igarashi, K. B. Shintaku, S. Toride, H. Sekino, K. Kabuto, Y. N. Ohshima, H. Sakagami, and I. Nishio. Direct measurement of infinitesimal depletion force in a colloid-polymer mixture by laser radiation pressure. *Physical Review Letters*, 78(20):3963–3966, 1997.
- [31] C. Tischer, S. Altmann, S. Fisinger, J. K. Hober, E. H. Stelzer, and E. L. Florin. Three-dimensional thermal noise imaging. *Applied Physics Letters*, 79:3878, 2001.
- [32] A.T. O’Neil and M. J. Padgett. Axial and lateral trapping efficiency of laguerre-gaussian modes in inverted optical tweezers. *Optics Communications*, 193:45–50, 2001.
- [33] A. Jesacher, S. Fürhapter, S. Bernet, and M. Ritsch-Marte. Size selective trapping with optical cogwheel tweezers. *Optics Express*, 12(17):4129–4135, 2004.
- [34] R. A. Beth. Mechanical detection and measurement of the angular momentum of light. *Physical Review*, 50:115–125, 1936.
- [35] V. Garces-Chavez, D. McGloin, H. Melville, W. Sibbett, and K. Dholakia. Simultaneous micromanipulation in multiple planes using self-reconstructing light beam. *Nature*, 419:145–147, 2002.

- [36] R. W. Applegate, J. Squier, T. Vestad, and D. W. M. Marr. Optical trapping, manipulation and sorting of cells and colloids in microfluidic systems with diode laser bars. *Optics Express*, 12(19):4390–4398, 2004.
- [37] Y. Ogura, S. Nobuhiro, and J. Tanida. Optical levitation and translation of a microscopic particle by use of multiple beams generated by vertical-cavity-surface-emitting laser arrays sources. *Applied Optics*, 41(27):5645–5653, 2002.
- [38] R. A. Flynn, A. L. Birkbeck, M. Gross, O. Ozkan, B. Shao, M. M. Wang, and S. C. Esener. Parallel transport of biological cells using individually addressable vcsel arrays as optical tweezers. *Sensors and Actuators B*, 87:239–243, 2002.
- [39] M. P. MacDonald, L. Paterson, K. Volke-Sepulveda, J. Arlt, W. Sibbett, and K. Dholakia. Creation and manipulation of three-dimensional optically trapped structures. *Science*, 296:1101–1103, 2002.
- [40] E. R. Dufresne, G. C. Spalding, M. T. Dearing, S. A. Sheets, and D. G. Grier. Computer generated holographic optical tweezers arrays. *Review of Scientific Instruments*, 72:1810–1816, 2001.
- [41] P. Korda, G. C. Spalding, E. R. Dufresne, and D. G. Grier. Nanofabrication with holographic optical tweezers. *Review of Scientific Instruments*, 73:1956–1957, 2002.
- [42] F. de Fornel. *Les ondes évanescentes en optique et en optoélectronique*. 1997.
- [43] S. Kawata and T. Sugiura. Movement of micrometer-sized particles in the evanescent field of a laser beam. *Optics Letters*, 17:772–774, 1992.
- [44] S. Kawata and T. Tani. Optically driven mie particles in an evanescent field along a channeled waveguide. *Optics Letters*, 21:1768–1770, 1996.
- [45] T. Tanaka and S. Yamamoto. Optically induced meandering mie particles driven by the beat of coupled guided modes produced in a multimode waveguide. *Japanese Journal of Applied Physics*, 41(3A):260–262, 2000.
- [46] J. M. Renn, R. Pastel, and H. J. Lewandowski. Laser guidance and trapping of mesoscale particles in hollow-core optical fiber. *Physical Review Letters*, 82(7):1574–1577, 1999.
- [47] L. N. Ng, M. N. Zervas, J. S. Wilkinson, and B. J. Luff. Manipulation of colloidal gold nanoparticles in the evanescent field of a channel waveguide. *Applied Physics Letters*, 76:1993–1995, 2000.
- [48] L. N. Ng, B. J. Luff, M. N. Zervas, and J. S. Wilkinson. Propulsion of gold nanoparticles on optical waveguides. *Optics Communications*, 208:117–124, 2002.
- [49] L. N. Ng, B. J. Luff, M. N. Zervas, and J. S. Wilkinson. Forces on a rayleigh particle in the cover region of a planar waveguide. *Journal of Lightwave Technology*, 18:388–400, 2000.
- [50] K. Grujic, O. G. Hellesø, J. S. Wilkinson, and J. P. Hole. Optical propulsion of microspheres along a channel waveguide produced by cs+ ion-exchange in glass. *Optics Communications*, 239:227–235, 2004.
- [51] K. Grujic, O. G. Hellesø, J. P. Hole, and J. S. Wilkinson. Sorting of polystyrene microspheres using a y-branches optical waveguide. *Optics Express*, 13:1–7, 2005.

- [52] K. Grujic, O.G. Hellesø, J.P. Hole, and J.S. Wilkinson. Microsphere chain formation in the evanescent field of an optical waveguide. In *12th European Conference on Integrated Optics*, pages 273–276, 6-8 april 2005.
- [53] M. M. Wang, E. Tu, D. E. Raymond, J. M. Yang, H. Zhang, N. Hagen, B. Dees, E. M. Mercer, A. H. Forster, I. Kariv, P. J. Marchand, and W. Butler. Microfluidic sorting of mammalian cells by optical force switching. *Nature Biotechnology*, 23(1):83–87, 2005.
- [54] R. H. Carlson, C. V. Gabel, S. S. Chan, R. H. Austin, J. P. Brody, and J. W. Winkelman. Self-sorting of white blood cells in a lattice. *Physical Review Letters*, 79(11):2149–2152, 1997.
- [55] A. Tixier-Mita, Y. Mita, and H. Fujita. A simple , robust and controllable nano-structures fabrication technique using standard silicon wafers. In *Proceedings of IEEE: The 12th international conference on solid state sensors, actuators and microsystems*, pages 250–253, june 8-12 2003.
- [56] S. K. Jericho, M. H. Jericho, T. Hubbard, and M. Kujath. Micro-electro-mechanical systems microtweezers for the manipulation of bacteria and small particles. *Review of Scientific Instruments*, 75(5):1280–1282, 2004.
- [57] H. Andersson and A. Van Der Berg. Microfluidic devices for cellomics: a review. *Sensors and Actuators B*, 92:315–325, 2003.
- [58] A. Y. Fu, C. Spence, A. Scherer, F. H. Arnold, and S. Quake. A microfabricated fluorescence-activated cell sorter. *Nature Biotechnology*, 17:1109–1111, 1999.
- [59] S. Fiedler, T. Shirley, S. G. Schnelle, and G. Fuhr. Dielectrophoretic sorting of particles and cells in a microsystem. *Analytical Chemistry*, 70:1909–1915, 1998.
- [60] M. Frénéa, S. P. Faure, B. Le Pioufle, Ph. Coquet, and H. Fujita. Positionning living cells on a high-density electrode array by negative dielectrophoresis. *Materials Science and Engineering C*, 23:597–603, 2003.
- [61] T. Deng, M. Prentiss, and G. M. Whitesides. Fabrication of magnetic microfiltration systems using soft lithography. *Applied Physics Letters*, 80(3):461–463, 2002.
- [62] M. McClain, C. T. Culbertson, S. C. Jacobson, and J. M. Ramsey. Flow cytometry of escherichia coli on microfluidic devices. *Analytical Chemistry*, 73:5334–5338, 2001.
- [63] S. K. Sia and G. M. Whitesides. Microfluidic devices fabricated in poly(dimethylsiloxane) for biological studies. *Electrophoresis*, 24:3563–3576, 2003.
- [64] M. P. MacDonald, G. C. Spalding, and K. Dholakia. Microfluidic sorting in an optical lattice. *Nature*, 426:421–424, 2003.
- [65] M. P. MacDonalds, S. Neale, L. Paterson, A. Richies, K. Dholakia, and G. C. Spalding. Cell cytometry with light touch: sorting microscopic matter with an optical lattice. *Journal of biological regulators and homeostatic agents*, 18:200–205, 2004.
- [66] J. D. Jackson. *Classical electrodynamics*. Wiley edition, 1975.
- [67] M. Nieto-Vesperinas, P. C. Chaumet, and A. Rahmani. Near-field photonic forces. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London A*, 362:719–737, 2004.
- [68] I. Brevik. Expreiments in phenomonological electrodynamics and the electromagnetic energy-momentum tensor. *Physics Reports*, 52(3):133–201, 1979.

- [69] COMSOL, editor. *Femlab 3, Electromagnetics module*, chapter 2, pages 56–58.
- [70] A. Renoux and D. Boulaud. Physique des aérosols, partie 1. *Techniques de l'ingénieur*, AF3612, 2003.
- [71] C. Kittel. *Elementary Statistical Physics*, pages 413–414. John Wiley and Sons, 1975.
- [72] L. P. Faucheux and A. J. Libchaber. Confined brownian motion. *Physical Review E*, 49(6):5158–5163, 1994.
- [73] B. Diu, C. Guthmann, D. Lederer, and B. Roulet. *Éléments de physique statistique*, chapter 1, pages 72–82. Hermann, 1989.
- [74] S. Chandrasekhar. Stochastic problems in physics and astronomy. *Review of Modern Physics*, 15:1–89, 1943.
- [75] J. R. Arias-González and M. Nieto-Verperinas. Optical forces on small particles: attractive and repulsive nature and plasmon-resonance conditions. *Journal of the Optical Society of America A*, 20(7):1201–1209, 2003.
- [76] R. J. Oetama and Walz J. Translation of colloidal particles next to a flat plate using evanescent waves. *Colloids and surfaces A: Physiochemical engineering aspects*, 211:179–195, 2002.
- [77] H. C. VanDeHulst. *Light scattering by small particles*. Dover, 1957.
- [78] G. Gouesbet, G. Gréhan. Diffusion des faisceaux lumineux par des particules. *Techniques de l'ingénieur*, AF3460, 1998.
- [79] J. P. Barton, D. R. Alexander, and S. A. Schaub. Internal and near-surface electromagnetic fields for a spherical particle irradiated by a focused laser beam. *Journal of Applied Physics*, 64(4):1632–1639, 1988.
- [80] E. Almaas and I. Brevik. Radiation forces on a micrometer-sized sphere in an evanescent field. *Journal of the Optical Society of America B*, 12(12):2429–2438, 1995.
- [81] H. Y. Jaising and O. G. Hellesø. Radiation forces on a mie particle in the evanescent field of an optical waveguide. *Optics Communications*, 246:373–383, 2005.
- [82] E. M. Purcell and C. R. Pennypacker. Scattering and absorption of light by nonspherical dielectric grains. *Astrophysical Journal*, 186:705–714, 1973.
- [83] P. C. Chaumet and M. Nieto-Vesperinas. Coupled dipole method determination of the electromagnetic force on a particle over a flat dielectric substrate. *Physical Review B*, 61(20):14119–14127, 2000.
- [84] P. C. Chaumet and M. Nieto-Vesperinas. Electromagnetic force on a metallic particle in the presence of a dielectric surface. *Physical Review B*, 62(16):11185–11191, 2000.
- [85] K. Yee. Numerical solution of initial boudary value problems involving maxwell's equations in isotropic media. *IEEE Transactions on antennas and propagation*, AP-14(3), Mai 1996.
- [86] K. Okamoto and S. Kawata. Radiation force exerted on subwavelength particles near a nanoaperture. *Physical Review Letters*, 83(22):4534–4537, 1999.
- [87] P. C. Chaumet. Comment on trapping force, force constant, and potential depths for dielectric spheres in the presence of spherical aberrations. *Applied Optics*, 43(9):1825–1826, 2004.

- [88] A. Rohrbach. Reply to comment on trapping force, force constant, and potential depths for dielectric spheres in the presence of spherical aberrations. *Applied Optics*, 43(9):1827–1829, 2004.
- [89] A. Yariv. *Quantum electronics*, chapter 22, pages 603–606. Wiley and sons, 1989.
- [90] B. T. Draine. The discret dipole approximation and its application to interstellar graphite grains. *The Astrophysical Journal*, 333:848–872, 1988.
- [91] C. E. Dungey. Light scattering by non spherical particles: a refinement to the coupled dipole method. *Journal of the Optical Society of America A*, 8(1):81–87, 1991.
- [92] J. Yguerabide and E. E. Yguerabide. Light-scattering submicroscopic particles as highly fluorescent analogs and their use as tracer labels in clinical and biological applications. *Analytical Biochemistry*, 262:137–156, 1998.
- [93] P. Spiteri. Approche variationnelle pour la méthode des éléments finis. *Techniques de l'ingénieur*, AF503, 2002.
- [94] P. Spiteri. Introduction à la méthode des éléments finis. *Techniques de l'ingénieur*, AF504, 2002.
- [95] P. Spiteri. Présentation générale de la méthode des éléments finis. *Techniques de l'ingénieur*, AF505, 2002.
- [96] S. Gedney. An anisotropic perfectly matched layer-absorbing medium for the truncation of fdtd lattices. In *IEEE Transactions on antennas and propagation*, volume 44, pages 1630–1639, 1996.
- [97] J. R. Arias-González and M. Nieto-Verperinas. Radiation pressure over dielectric and metallic nanocylinder on surfaces: polarization dependence and plasmon resonance conditions. *Optics letters*, 27(24):2149–2151, 2002.
- [98] G. Roblin. Microscopie optique. *Techniques de l'ingénieur*, R6712, 1999.
- [99] S. I. Najafi. *Introduction to Glass integrated optics*. The Artech House Optoelectronics Library, Boston-London, artech house edition, 1992.
- [100] S. Blaize, S. Aubert, and A. Bruyant. Apertureless scanning near-field optical microscopy for ion exchange channel waveguide characterization. *Journal of Microscopy-Oxford*, 209(155-161), 2003.
- [101] J. Hazart and V. Minier. Concentration profile calculation for buried ion-exchanged channel waveguides in glass using explicit space-charge analysis. *IEEE, Journal of Quantum electronics*, 37(4):606–612, 2001.
- [102] R. Scarmozzino, A. Gopinath, R. Pregla, and S. Helfert. Numerical techniques for modeling guided-wave photonic devices. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electron.*, 6(1):150–161, 2000.
- [103] R. G. Hunsperger. *Integrated Optics: Theory and technology*. Springer edition.
- [104] J. S McNab, N. Moll, and Y. A. Vlasov. Ultra-low loss photonic integrated circuit with membrane-type photonic crystal waveguides. *Optics Express*, 11(22):2927–2939, 2003.
- [105] R. J. Adrian. Particle-imaging techniques for experimental fluid mechanics. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 23:261–304, 1991.

- [106] M. Raffel, C. Willert, and J. Kompenhans. *Particle Image Velocimetry*. 1998.
- [107] J. C. Crocker and D. G. Grier. Methods of digital video microscopy for colloidal studies. *Journal of Colloid and Interface Science*, 179:298–310, 1996.
- [108] S. Nguyen Ngoc, F. Briquet-Laugier, C. Boulin, and J. C. Olivo. Adaptive detection for tracking moving biological objects in video microscopy sequences. In *Proceedings of IEEE, 4th international conference on image processing, ICIP'97*, 1997.
- [109] X. H. Pan, R. Luo, X. Y. Yang, and H. J. Yang. Three dimensional particle image tracking for dilute particle-liquid flows in a pipe. *Measurement Science and Technology*, 13:1206–1216, 2002.
- [110] A. Genevesio, B. Zhang, and J. C. Olivo-Marin. Tracking of multiple fluorescent biological objects in three dimensional video microscopy. In *IEEE International Conference on Image Processing ICIP 2003*, volume I, pages 1105–1108, 2003.
- [111] T. Kobayashi, T. Saga, and S. Segawa. Multipoint velocity measurement for unsteady flow field by digital image processing. *Flow Visualisation V*, pages 197–202, 1989.
- [112] P. C. Chaumet and M. Nieto-vesperinas. Optical binding of particles with or without the presence of a flat dielectric surface. *Physical Review B*, 64:035422, 2001.
- [113] L. Landau and E. Lifchitz. *Mécanique des fluides, Cours de physique, tome 6*. Mir edition, 1968.
- [114] Pearson J. R. On convection cell induced by surface tension. *Journal of fluid mechanics*, 19:321–340, 1958.
- [115] K. C. Neuman, E. H. Chadd, G. F. Liou, K. Bergman, and S. Block. Characterisation of photodamage to esherichia coli in optical traps. *Biophysical Journal*, 77:2856–2863, 1999.
- [116] R. Drezeck, A. Dunn, and R. Richard-Kortum. Light scattering from cells: finite-difference time-domain simulations and goniometric measurements. *Applied Optics*, 38(16):3651–3661, 1999.
- [117] S. Gaugiran et G. Colas. S. Getin, A. Fuchs. Procédé de concentration de particules. WO2005054832.
- [118] A. Fuchs et G. Colas S. Gaugiran, S. Getin. Procédé de tri de particules. WO2005054832.

Résumé

La manipulation optique d'objets en surface d'un guide d'onde est une approche potentiellement intéressante pour le développement de microsystèmes de tri de particules. Toutefois, la mise en oeuvre de ces dispositifs est actuellement freinée par des performances limitées en terme de propulsion mais aussi par une mauvaise maîtrise des interactions mises en jeu sur des objets métalliques. Ces difficultés ont jusqu'alors interdit la manipulation d'objets biologiques sur ces composants.

A travers une étude théorique, nous proposons une méthode originale de calcul des forces optiques s'exerçant sur un objet en surface d'un guide d'onde. Elle permet de mettre en évidence l'existence de forces de gradient répulsives, sur des billes métalliques, dans certaines conditions.

L'élaboration d'un dispositif expérimental dédié à la manipulation de particules nous a permis de valider ce modèle et d'isoler une forte dépendance des vitesses des billes métalliques micrométriques avec la polarisation de la lumière. Ces observations illustrent l'impact des forces de gradient sur le mouvement des particules.

D'un point de vue plus appliqué, le modèle théorique développé nous a permis de concevoir des structures guidantes destinées à optimiser la propulsion des particules. Expérimentalement, l'utilisation de guides en nitrure de silicium a effectivement conduit à améliorer de façon conséquente les performances des dispositifs existants. Celles-ci nous ont permis d'élargir le champ d'application de cette technique au domaine de la biologie et de mettre en oeuvre le déplacement et la concentration de cellules sur des guides d'onde, sans aucun marquage.

Mots-clés : composants optiques intégrés, manipulation optique, guides d'ondes, microsystème, manipulation de cellules.

Abstract

Optical manipulation of particles on the surface of an optical waveguide could be potentially interesting for the development of sorting microsystems. However, the use of these devices is today restricted both by limited propulsion performances and by a lack of knowledge of the physical phenomenon, specially for metallic particles. Up to now, these difficulties have not allowed the manipulation of biological cells on these devices.

To improve the waveguide propulsion efficiency, we developed a simulation code which allowed us to calculate the optical forces on a particle located on the surface of a waveguide. These simulations highlight the presence of repulsive gradient forces on metallic particles for some specific configurations.

In the mean time, we developed an experimental set up dedicated to the optical manipulation of particles and we found a large influence of light polarisation on metallic micrometric particles velocities. These observations illustrated gradient forces sign inversion with light polarisation and validated the theoretical model.

From a practical point of view, this model allowed the design of optical waveguides optimised for the particle propulsion and experimentally, the use of silicon nitride waveguides highly improved the device performances. These results enabled to extend the field of application of this technique to biology and to perform cell propulsion on optical waveguides.

Key words: Integrated optics, optical manipulation, waveguides, microsystem, cell manipulation.

