



HAL
open science

**Etudes du couplage spin-orbite en nano-photonique.
applications à l'excitation unidirectionnelle de modes
plasmoniques guidés et à la génération d'opto-aimants
nanométriques contrôlables par l'état de polarisation de
la lumière**

Yannick Lefier

► **To cite this version:**

Yannick Lefier. Etudes du couplage spin-orbite en nano-photonique. applications à l'excitation unidirectionnelle de modes plasmoniques guidés et à la génération d'opto-aimants nanométriques contrôlables par l'état de polarisation de la lumière. Optique [physics.optics]. Université de Franche-Comté, 2016. Français. NNT : 2016BESA2065 . tel-01661458

HAL Id: tel-01661458

<https://theses.hal.science/tel-01661458>

Submitted on 12 Dec 2017

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.



SPIM

Thèse de Doctorat



UFC

école doctorale sciences pour l'ingénieur et microtechniques
UNIVERSITÉ DE FRANCHE-COMTÉ

Etudes du couplage spin-orbite en nano-photonique.

Applications à l'excitation unidirectionnelle de modes plasmoniques guidés et à la génération d'opto-aimants nanométriques contrôlables par l'état de polarisation de la lumière

■ YANNICK LEFIER

SPIM

Thèse de Doctorat

UFC

école doctorale **sciences pour l'ingénieur et microtechniques**
UNIVERSITÉ DE FRANCHE-COMTÉ

THÈSE présentée par

YANNICK LEFIER

pour obtenir le

Grade de Docteur de
l'Université de Franche-Comté

Spécialité : **Optique**

Etudes du couplage spin-orbite en nano-photonique.

Applications à l'excitation unidirectionnelle de modes plasmoniques guidés et à la génération d'opto-aimants nanométriques contrôlables par l'état de polarisation de la lumière

Unité de Recherche :
Institut FEMTO-ST

Soutenue publiquement le 09 décembre 2016 devant le Jury composé de :

SAMUEL GRÉSILLON	Rapporteur	Maitre de Conférence, Institut Langevin, Paris
CYRIACQUE GENET	Rapporteur	Chargé de recherche, ISIS, Strasbourg
ÉTIENNE BRASSELET	Examinateur	Chargé de recherche, LOMA, Bordeaux
JOËL BELLESSA	Examinateur	Professeur des universités, ILM, Lyon
ANTOINE MOREAU	Examinateur	Maitre de Conférence, Institut Pascal, Clermont-Ferrand
MARIA-PILAR BERNAL	Examinatrice	Directrice de recherche, FEMTO-ST, Besançon
HERVÉ MAILLOTTE	Examinateur	Directeur de recherche, FEMTO-ST, Besançon
THIERRY GROSJEAN	Directeur de thèse	Chargé de recherche, FEMTO-ST, Besançon
ULRICH FISCHER	Membre invité	Professeur des universités, Physikalisches Institut AG Fuchs, Münster (Allemagne)

*à ma plus belle découverte durant cette thèse,
à celle qui m'apporte ce que personne d'autre ne pourra jamais m'apporter...*

*"Yo Soy La Vida Que Ya Tengo
Tu Eres La Vida Que Me Falta"*

Calle 13

*"Je ne sais où va mon chemin,
mais je marche mieux quand ma main serre la tienne."*

Alfred de Mussey

REMERCIEMENTS

Selon un dicton japonais : *"On commence à vieillir quand on finit d'apprendre."* J'embrasse cette idée, résumée ici par cette phrase. Dans ce sens, cette thèse aura peut-être été pour moi la cure d'antivieillescence la plus intense de toute ma vie, tellement j'y aurais appris de choses d'un point de vue professionnel et personnel.

Les apprentissages étant souvent plus efficaces lorsque l'on partage ses idées et ses doutes avec autrui, je dois remercier de nombreuses personnes pour cette cure d'antivieillescence qui aura été pour moi, je dois l'avouer, exceptionnelle (sans exagération aucune, croyez-moi).

Cette double page a pour simple objectif d'indiquer brièvement à ceux qui la lirait certaines personnes de ce "petit" monde qui, d'après moi, gagnent fort à être connus pour qui veut vieillir lentement. Si vous souhaitez avoir un portrait plus détaillé des personnes citées ci-dessous, je vous invite à aller les rencontrer par vous-même.

Tout d'abord, un grand merci à Thierry Grosjean, mon directeur de thèse, avec qui j'ai agréablement partagé, entre autres, le bureau pendant une année. Je voudrais mettre l'accent en particulier sur le fait qu'il a toujours voulu me faire confiance, qu'il a su me laisser du temps lorsque j'en avais besoin, me relancer lorsqu'il le fallait, me soutenir dans mes idées tout en les améliorant grâce à son expertise professionnelle et sa sensibilité personnelle. Je remercie également Thierry pour m'avoir introduit à Ulrich Fischer qui m'a également appris beaucoup en me faisant part de sa vision des choses à travers de nombreuses discussions. Un grand merci également à Hervé Maillotte pour m'avoir fait confiance lui aussi, pour m'avoir soutenu dans toutes mes envies parallèles (enseignement, vulgarisation, organisation d'évènements etc...) et pour m'avoir accueilli chaleureusement dans le département d'optique. Je souhaite également remercier chaleureusement Valérie Fauvez pour son efficacité et son enthousiasme à simplifier la vie à tout le personnel du département d'optique.

Que serait cette page si je ne parlais pas de la famille que j'y ai rencontrée ! J'entends par famille cet ensemble de personnes avec qui vous partagez bien plus que votre travail. Je parle de cet ensemble de personnes qui se soutiennent et se font du bien quoi qu'il arrive. Cet ensemble de personnes avec qui vous ne comptez plus les moments partagés, que ce soit sur un terrain de sport, sur un tournage vidéo improvisé, sur l'organisation d'un projet associatif, sur une table le midi, sur un comptoir le soir, etc. Je parle bien sûr de Jose, Abel, Stéphane et Antonio...que je remercie tout simplement ici pour m'avoir donné tant de bons souvenirs, mais aussi pour m'avoir soutenu dans les moments un peu plus difficiles.

En dehors de cette famille proche, il y a également d'autres personnes qui m'ont empêché de vieillir dans cet institut, chacun à leur manière. Je pense en particulier à Justine Moems (évidemment) et Sandrine Com (évidemment aussi), Thibaut, Maria-Pilar, Maxime LUX, Roland FIB, Fabrice, Nalex, Manu Meca, Francis, Tamina, Joëlle, Aurélie Com, Nicolas Chef, Laurent Battle, Sarah, Aline, Jorge IYL et Miguel.

Cette thèse m'a également permis d'appliquer ce baume anti-vieillesse en dehors de l'institut au cours de mes missions de vulgarisations scientifiques. Je tiens donc à remercier très très chaleureusement les agents actifs Johanna Deridder et Jeremy Querenet qui m'ont appris beaucoup de choses, et qui m'ont surtout donné envie d'en faire de nombreuses autres. Cette mission m'aura également permis de faire d'autres belles rencontres : je parle ici de celles avec Claire, Manu, Lucie et Marie.

Je souhaite également remercier John Dudley, qui n'a personnellement rien fait pour moi, mais qui en portant le projet de l'année internationale de la lumière, m'a indirectement fait vivre des moments de fort rajeunissement. Dans cette veine, je souhaite aussi remercier Philippe Lutz qui, en suivant la politique de l'école doctorale qui impose 100 H de formation aux doctorants, m'a incité à suivre un cours d'anglais au CLA...lieu où j'ai rencontré ma femme...ce qui m'a permis d'apprendre...l'espagnol !

Même si la plupart de ceux qui suivent n'ont vu l'institut que le jour de ma soutenance de thèse, je remercie fort mes deux familles, celle de toujours (Maman, Papa, et petit frère) et celle plus récente (Belle-maman, beau-papa, belle-sœur et beau-frère) qui m'ont toujours soutenu de manière inconditionnelle.

Le remerciement le plus important a été fait sur la page précédente, mais je ne saurais terminer cette page sans remercier ma fille Amélia qui, avant même de respirer sa première gorgée de lumière, a su, sans le vouloir, me donner la motivation nécessaire pour terminer cette thèse dans le temps imparti.

Je vous laisse maintenant, pour tout ceux qui le souhaite, avec la lecture de mon manuscrit, en espérant qu'à travers ces pages je réussirai moi aussi à vous faire vieillir un peu plus lentement...

SOMMAIRE

1	L'interaction Spin-Orbite de la lumière	7
1.1	Les moments angulaires de la lumière	7
1.1.1	Notion de moment angulaire	7
1.1.2	Les grandeurs dynamiques d'une onde électromagnétique	9
1.1.3	Le spin (longitudinal) de la lumière	11
1.1.3.1	Le spin de la lumière et la polarisation	11
1.1.3.2	Le formalisme de Jones pour manipuler analytiquement l'état de polarisation de la lumière et donc la valeur du spin longitudinal.	14
1.1.3.3	Représentation de l'état de polarisation	15
1.1.3.4	La génération de moment de spin longitudinal	18
1.1.3.5	Interaction "mécanique" avec la matière	20
1.1.4	Le moment angulaire orbital intrinsèque de la lumière	20
1.1.4.1	Le moment orbital intrinsèque et le front d'onde hélicoïdal	21
1.1.4.2	La génération de moment angulaire orbital intrinsèque	24
1.1.4.3	Interaction mécanique avec la matière	25
1.1.5	Le moment orbital extrinsèque	27
1.1.6	Le moment de spin transverse	27
1.2	L'interaction spin-Orbite de la lumière	29
1.2.1	Effet Spin Hall optique ou comment le spin peut influencer la trajectoire d'un faisceau	30
1.2.1.1	Influence de l'état de polarisation lors d'une propagation curviligne	30
1.2.1.2	Changement "brutal" de direction et l'effet Imbert-Fedorov	31
1.2.2	Spin et orbite : la notion de phase géométrique	33
1.2.2.1	Propagation non rectiligne et référentiel tournant.	33
1.2.2.2	La phase géométrique	34
1.2.2.3	Évolution de l'état de polarisation et théorème de Pancharatnam	35
1.2.3	Manipulation de la phase géométrique pour la conversion spin-orbite	38

1.2.3.1	Conversion Spin-orbite à l'aide d'assemblages d'éléments anisotropes	38
1.2.3.2	Conversion Spin-orbite à l'aide de nano-structures métalliques	40
2	Excitation unidirectionnelle de mode plasmoniques guidés et application à l'adressage sélectif de nanoantennes	45
2.1	État de l'art sur l'excitation unidirectionnelle	48
2.2	Unidirectionnalité par génération d'une phase géométrique dans un nano-guide métallique	49
2.2.1	Couplage spin-orbite dans une structure métallique courbée	49
2.2.1.1	Anisotropie d'une structure constituée de surfaces métalliques	49
2.2.1.2	De la génération d'une phase géométrique à l'unidirectionnalité	52
2.2.2	Unidirectionnalité appliquée à l'adressage de nanoantenne	56
2.3	Études numériques par simulation FDTD	58
2.3.1	Description de la structure simulée et des paramètres numériques	58
2.3.2	Étude spectrale	60
2.3.2.1	Description des paramètres de simulation en régime impulsionnel	60
2.3.2.2	Dépendance spectrale de l'unidirectionnalité	61
2.3.2.3	Design de la nano-antenne coaxiale	62
2.3.3	Étude en régime continu	63
2.3.3.1	Structure du mode guidé	63
2.3.3.2	Unidirectionnalité	66
2.3.3.3	Comportement de la structure avec des nano-antennes gréffées à ses deux extrémités	69
2.4	Démonstration expérimentale	74
2.4.1	Fabrication des nanostructures	74
2.4.2	Montage expérimental	77
2.4.3	État de polarisation de la lumière émise par les structures guidantes	80
2.4.4	Démonstration expérimentale de l'unidirectionnalité de 95% par couplage <i>spin-orbite extrinsèque</i> en régime plasmonique nanométrique	81
2.4.5	Comportement de la structure en fonction de l'hélicité de l'onde incidente	83
2.5	Modèle analytique unidimensionnel de l'excitation unidirectionnelle de modes plasmoniques	85

2.5.1	Présentation du modèle	85
2.5.2	Application au cas d'un éclairage homogène du virage sans pertes .	88
2.5.3	Application au cas d'un éclairage inhomogène du virage	92
2.5.3.1	Modélisation dans le cas d'un faisceau gaussien	92
2.5.3.2	Excitation homogène vs excitation gaussienne	94
3	Application à la magnétisation de la matière	103
3.1	Des champs optiques à la magnétisation d'un métal par couplage spin-orbite	105
3.1.1	Interaction entre la lumière et un électron libre isolé dans le métal .	105
3.1.2	Interaction entre la lumière et les électrons libres d'un métal : description hydrodynamique	108
3.2	Champs optiques focalisés dans une couche fine métallique	111
3.2.1	Couplage Spin-Orbite associée à la focalisation d'un faisceau polarisé circulairement	111
3.2.2	Structure du champ focalisé dans une couche métallique	118
3.2.3	Magnétisation induite par transfert de moment orbital de la lumière aux électrons libres d'un métal	120
3.3	Nanostructuration de la matière métallique	125
3.3.1	Magnétisation d'une ouverture circulaire vs magnétisation d'une ouverture coaxiale	126
3.3.2	Étude modale analytique pour une structure à symétrie cylindrique .	128

INTRODUCTION GÉNÉRALE : DE NOUVEAUX PHÉNOMÈNES OPTIQUES PEUVENT-ILS APPARAÎTRE LORSQUE LA LUMIÈRE SE COURBE ?

« Comment la lumière voyage-t-elle à travers les corps transparents ? La lumière traverse les milieux transparents en ligne droite seulement. [...] Nous l'avons expliqué de manière exhaustive dans notre *Traité d'optique*. Mais permettez-nous maintenant de mentionner quelque chose pour le prouver de manière convaincante : le fait que la lumière voyage en ligne droite est clairement observé lorsque la lumière entre dans une salle sombre à travers des trous. [...] le trajet de la lumière sera clairement observable grâce à la poussière en suspension dans l'air. » a énoncé Ibn al-Haytham dans son traité d'optique au début du onzième siècle [Baarmann, 1882].

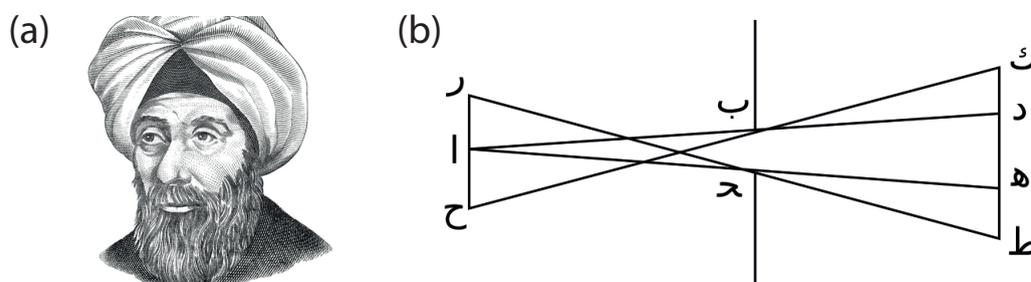


FIGURE 1 – (a) Portrait d'Ibn al-Haytham, premier scientifique à démontrer scientifiquement la propagation rectiligne de la lumière dans un milieu transparent et homogène. (b) Schéma réalisé par Ibn al-Haytham pour expliquer ses observations sur le sténopée. On voit des lignes droites représentant la propagation de la lumière. Images tirées de la page Wikipédia de Alhazen.

La lumière se propage en ligne droite, voilà peut-être une des notions les plus fondamentales que tout élève apprend sur la lumière. Cette propagation rectiligne peut être modélisée par le tracé de rayons lumineux qui permettent d'expliquer de nombreux phénomènes optiques macroscopiques à l'aide de constructions géométriques très simples (voir Figure 1). Cette propriété apprise, "observée" et acceptée par la grande majorité des élèves, est un fondement du raisonnement leur permettant d'appréhender les phénomènes lumineux. Étant donné que nous avons tous été élève un jour, cette notion est ancrée en nous, et à juste titre puisqu'elle est scientifiquement prouvée. Le physicien aura donc l'œil alerte à cette forme et s'en servira souvent comme référence. Toute déviation par rapport à la ligne droite le mettra donc en éveil pour comprendre les causes de cet écart et ses éventuelles conséquences.

Dans un autre domaine des sciences physiques, celui de la mécanique, la trajectoire rectiligne joue également un rôle central. En effet, le principe d'inertie, une des bases de la dynamique des corps, s'en sert de référence. Voici l'énoncé d'Isaac Newton du principe d'inertie en 1686 [Newton et al., 1759] :

« La force inhérente à la matière (*vis insita*) est le pouvoir qu'elle a de résister. C'est par cette force que tout corps persévère de lui-même dans son état actuel de repos ou de mouvement uniforme en ligne droite.»

La trajectoire rectiligne (et uniforme) d'un corps est observée si aucune force n'est appliquée à ce corps. La trajectoire rectiligne sert alors de référence et permet alors de définir les référentiels d'étude dit inertiels (ou galiléens) pour l'étude de la dynamique des corps. En effet, par définition, un référentiel inertiel est un référentiel dans lequel le principe d'inertie s'applique [Feynman et al., 2013].

Une conséquence intéressante découle de cette définition : tout référentiel en mouvement de translation rectiligne et uniforme par rapport à un référentiel galiléen est lui-même galiléen. Ce corollaire est particulièrement intéressant pour le cas de la lumière. En effet, la lumière ayant une propagation rectiligne et uniforme (à la vitesse de la lumière), alors le référentiel attaché à l'onde lumineuse est lui-même un référentiel inertiel. On peut donc a priori décrire les mêmes phénomènes physiques vus depuis l'onde lumineuse que depuis tout autre référentiel inertiel.

La réciproque de l'énoncé du principe d'inertie est au moins aussi intéressante que l'énoncé du principe lui-même, et a des conséquences capitales dans l'étude de la trajectoire des corps. En effet, un écart à la trajectoire rectiligne d'un corps indique qu'il y a une force qui agit sur ce dernier, force qu'il faut identifier et quantifier (voir Figure 2). Qu'en est-il de la lumière ?

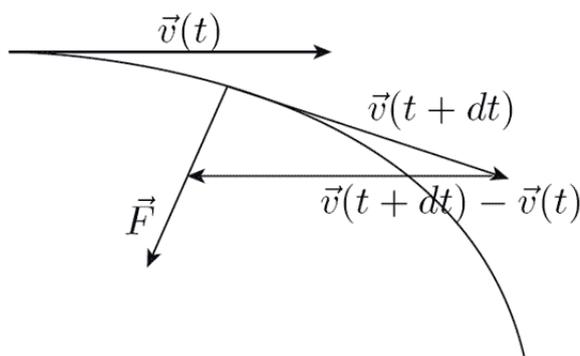


FIGURE 2 – La trajectoire d'un corps peut être caractérisée par son vecteur vitesse \vec{v} en tout point. Lorsque la vitesse d'un corps change en direction et/ou en valeur, c'est qu'une force \vec{F} agit sur lui.

Il existe de très nombreuses situations où la lumière peut être déviée tout comme les corps matériels. Le premier cas de déviation de la lumière explicitement exposé à tout élève français, à son arrivée au lycée, est celui du phénomène de réfraction. Lorsque la lumière change de milieu, elle est déviée (voir Figure 3). Cette déviation de la trajectoire de la lumière est la conséquence de l'interaction entre la lumière et la matière lors de sa propagation. Cette déviation peut être prédite et quantifiée à l'aide de la loi de Snell-Descartes [Born et al., 2000] qui met alors en jeu le paramètre clef de cette interaction lumière-matière : l'indice de réfraction des deux milieux transparents en jeu. La variation

d'indice de réfraction agit alors comme une force sur la lumière, la déviant de sa trajectoire rectiligne et uniforme.

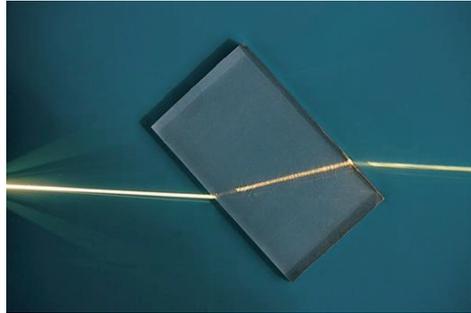


FIGURE 3 – Figure illustrant la déviation d'un faisceau lumineux lors du passage d'un milieu transparent à un autre. Le gradient d'indice des matériaux agit comme une force locale sur le rayon lumineux.

Le cas de la réfraction est une action "brutale" de la matière sur la lumière qui lui fait changer de direction de manière discontinue. Ceci est dû à une variation brutale d'indice de réfraction à l'interface entre les deux milieux transparents. Dans le cas où cette variation d'indice est continue, la lumière change de direction continûment au cours de sa propagation et la trajectoire de la lumière n'est pas brisée, mais courbée. La "force" courbant la trajectoire est associée au gradient d'indice de réfraction et agit de manière continue en tout point de la propagation.

L'analogie entre lumière et mécanique du point matériel peut être formalisée à l'aide du formalisme de la mécanique analytique (pour plus de détails, voir l'ouvrage [Kravtsov et al., 1990]). Ce qui découle de cette analogie formelle est que l'analogue de la force pour la lumière est bien le gradient d'indice de réfraction de la matière (si l'on prend comme analogue du temps, la distance parcourue le long du rayon lumineux). On en déduit que la trajectoire de la lumière est courbée dans un milieu dont l'indice n'est pas constant au cours de la propagation.

Pour de nombreuses applications, les opticiens courbent la lumière et de nombreux types de trajectoires courbées peuvent être obtenues (Voir figures 4). Cependant, dans la majorité des cas, les phénomènes physiques exploités sont les mêmes que dans le cas de la propagation lumineuse rectiligne : il n'y a pas de nouveaux effets physiques révélés par la courbure de la trajectoire. Pourtant, le référentiel lié à la lumière se propageant selon une trajectoire courbée n'est plus un référentiel inertiel et la dynamique décrite dans ce référentiel n'est plus la même que dans le cas rectiligne. La description des phénomènes physiques doit alors faire intervenir des termes de force de type inertiel supplémentaires dans les équations afin de prendre en compte et décrire correctement la dynamique de la lumière dans ce référentiel (voir Figure 5).

La mécanique a montré que le caractère non-inertiel des référentiels peut donner lieu à de nouveaux phénomènes [Feynman et al., 2013]. Par exemple la célèbre expérience du pendule de Foucault [Tobin, 2012] met en évidence la rotation du plan d'oscillation d'un pendule dû à la rotation du référentiel terrestre (voir Figure 6). Ce phénomène mécanique peut alors être vu comme un couplage entre un mouvement de rotation global (celui de la terre) et un mouvement de rotation local (celui du plan d'oscillation du pendule).

De manière générale, on peut dire que tout écart à la trajectoire rectiligne entraîne des

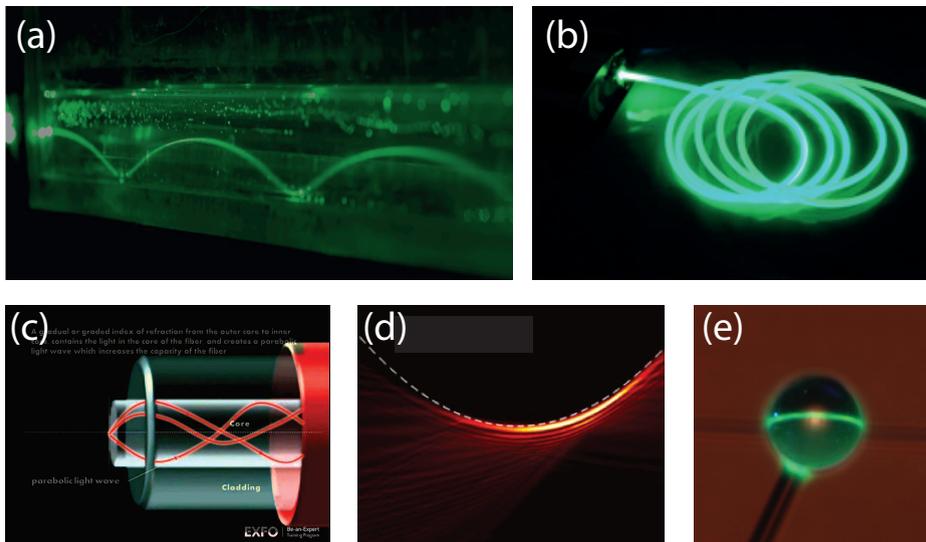


FIGURE 4 – (a) Trajectoire courbée de la lumière se propageant dans un milieu transparent non homogène (dont l'indice de réfraction varie). (b) Trajectoire courbée de la lumière par courbure d'un guide d'onde. La lumière se propage dans le guide d'onde (ici une fibre optique) grâce au phénomène de réflexion totale ayant lieu à l'interface entre les deux milieux. (c) Fibre optique à gradient d'indice dans laquelle la lumière guidée suit une trajectoire courbée. (d) Faisceau accélérant [Froehly et al., 2011]. Les lieux où la lumière est la plus intense forme une parabole. (e) Résonateur à modes de galerie dans lequel la lumière a une trajectoire circulaire et se reboucle sur elle-même.

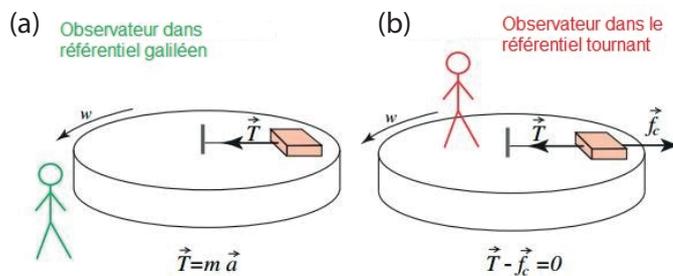


FIGURE 5 – (a) Dans le cas où l'observateur est placé sur un référentiel galiléen (inertiel), le mouvement du corps étudié est déduit des forces réelles agissant sur lui. Dans ce cas, le mouvement du corps est circulaire, l'accélération est donc non-nulle (b) Dans le cas où l'observateur est placé sur un référentiel galiléen (inertiel), le mouvement du corps étudié ne peut être déduit des forces réelles agissant sur lui que si on ajoute des forces inertielles, conséquences de la rotation du référentiel. Le corps est immobile dans ce référentiel et ceci s'explique par une (pseudo) force inertielle qui compense la force réelle qui agit sur l'objet.

conséquences : soient dues à des forces réelles qui sont la cause de la courbure de la trajectoire, soit dues à des forces inertielles traduisant le caractère non-galiléen du référentiel ayant une trajectoire courbée. Le mouvement de rotation a en cela quelque chose de fondamentalement différent du mouvement rectiligne et uniforme : il est le siège de forces (réelles et inertielles) qui traduisent le couplage entre l'entité en mouvement et son environnement.

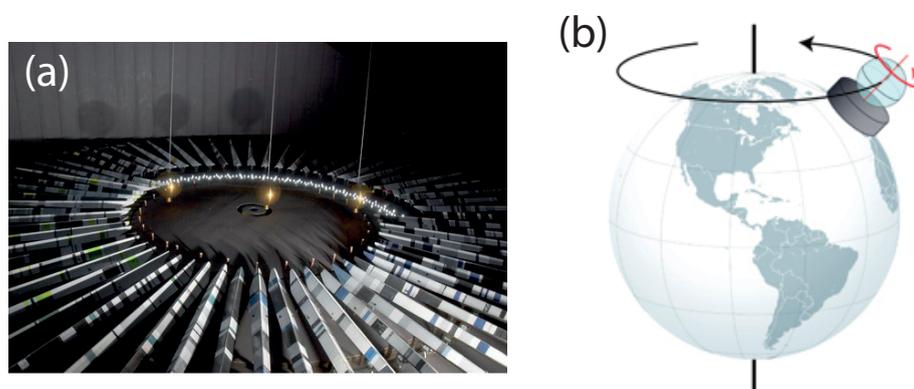


FIGURE 6 – (a) Pendule de Foucault installé au musée du temps de Besançon illustrant la rotation de la Terre sur elle-même. (b) Illustration du couplage entre les mouvements de rotation du référentiel terrestre et du plan d'oscillation du pendule dans le référentiel terrestre.

Dans le cas de la lumière, le caractère non-inertiel du référentiel attaché à un rayon lumineux courbé peut-il être le siège de nouveaux effets optiques ? La lumière étant une onde, elle génère des oscillations locales (dont les caractéristiques définissent l'état de polarisation de la lumière). La question qui se pose alors est de savoir si la polarisation peut, tout comme le pendule de Foucault, être modifiée si la lumière se propage selon une trajectoire courbée.

Peut-être pourrions-nous imaginer la réciproque : le changement de l'état de polarisation de la lumière peut-il agir sur la trajectoire courbée de la lumière ? On ne peut envisager une telle réciproque dans le cas de mécanique macroscopique de l'expérience de Foucault. Cela signifierait que si l'on faisait tourner le plan d'oscillation du pendule (mouvement local), on modifierait le mouvement de la Terre (mouvement global). A cette échelle, l'influence de la rotation du mouvement du pendule sur la Terre est négligeable tant l'énergie cinétique associée à la rotation du plan d'oscillation du pendule est faible devant celle associée à la rotation de la Terre. En revanche, dans le domaine de l'optique à l'échelle sublongueur d'onde, c'est-à-dire la nano-optique [Novotny et al., 2012], les grandeurs dynamiques associées aux degrés de liberté locaux (polarisations) et globaux (propagation) de la lumière (correspondant aux rotations locale **et** globale dans le cas du pendule) peuvent être du même ordre de grandeur. On peut alors s'attendre à avoir à cette échelle des interactions fortes entre les degrés de liberté locaux et globaux de la lumière, capables de modifier drastiquement leurs propriétés respectives de façon bilatérale. L'objectif de ma thèse est d'étudier et exploiter ce couplage (ce dialogue) entre degrés de liberté optiques locaux (polarisations) et globaux (distributions d'intensité et propagation) afin de mettre au point de nouvelles fonctionnalités hautement innovantes à l'échelle sublongueur d'onde.

Ce manuscrit de thèse est composé de trois chapitres.

Le chapitre 1 introduit les grandeurs dynamiques associées aux trois types de "rotations" identifiables pour une onde lumineuse : le spin (lié à la polarisation circulaire de l'onde lumineuse), le moment angulaire orbital intrinsèque (lié à une rotation du front d'onde autour de son axe de propagation) et le moment orbital extrinsèque (lié à la courbure de la trajectoire globale de l'onde). Un état de l'art sur le couplage entre ces grandeurs et ses conséquences sera présenté de manière détaillée. Cela permettra l'introduction de la notion de

phase géométrique, grandeur qui gouverne la dynamique du couplage spin-orbite dans un faisceau lumineux, qui sera exploitée dans les chapitres suivants.

Le chapitre 2 présente la description et la démonstration d'un type de couplage entre le spin de l'onde incidente et le moment orbital extrinsèque d'un mode plasmonique guidé nanométrique jamais mis en évidence auparavant. Les études (numériques, expérimentales et analytiques) que l'on a développées durant cette thèse autour ce phénomène nouveau seront exposées de manière détaillée. Nous avons également démontré qu'il est possible d'exploiter ce nouveau phénomène afin d'adresser sélectivement en champ proche deux nano-antennes plasmoniques rigoureusement identiques. Ce type d'adressage, entièrement contrôlable en champ lointain par l'état de polarisation d'un unique faisceau incident, n'a jamais été démontré auparavant.

Le chapitre 3 conclut cette thèse en présentant nos travaux basés sur l'exploitation du moment angulaire orbital intrinsèque de la lumière générée par couplage spin-orbite au cours de sa propagation non-paraxiale. Ce moment angulaire orbital peut, par l'intermédiaire des forces électromagnétiques en jeu lors de l'interaction de charges électriques avec le champ électromagnétique optique, être transféré au gaz d'électrons libres d'un métal afin de générer des nano-boucles de courants continus contrôlables soit par la focalisation, soit par la géométrie des nanostructures métalliques en interaction avec le faisceau. Ces boucles de courant optiquement créées, génèrent un champ magnétique dont le sens est contrôlé par l'état de polarisation circulaire de l'onde incidente. Les opto-aimants nanométriques ainsi proposés pourraient générer des champs magnétiques très localisés pouvant être modulés aux fréquences optiques.

L'INTERACTION SPIN-ORBITE DE LA LUMIÈRE

Les ouvrages d'optique ondulatoire ne parlent que très rarement, du moment angulaire de la lumière. D'un autre côté, les ouvrages d'optique quantique utilisent abondamment cette grandeur pour expliquer certains aspects des interactions lumière-matière en faisant intervenir le spin du photon. Ce chapitre a alors pour objectif d'introduire la notion de moment angulaire de la lumière sous son aspect ondulatoire, et de présenter les différents couplages pouvant intervenir entre les différentes formes de moment angulaire portés par cette onde électromagnétique.

1.1/ LES MOMENTS ANGULAIRES DE LA LUMIÈRE

1.1.1/ NOTION DE MOMENT ANGULAIRE

La grandeur physique *moment angulaire* (ou moment cinétique) est une notion introduite en mécanique pour quantifier la *quantité de rotation* que contient un système [Feynman et al., 2013, Landau et al., 1966]. Cette *quantité de rotation* peut, tout comme la quantité de mouvement (ou moment linéaire), être échangée avec un autre système ou prendre différentes formes au sein d'un même système. Notez que nous prendrons la dénomination moment angulaire (plutôt que moment cinétique) pour être en adéquation avec l'appellation anglo-saxonne qui exprime explicitement le fait que c'est une variation d'angle dans le temps (c'est à dire un mouvement de rotation) qui est à l'origine de ce moment.

Le moment angulaire est une grandeur vectorielle \mathbf{j} qui dépend généralement d'un point de référence. Dans le cas simple du mouvement d'un point matériel M de masse m et de vitesse locale \mathbf{v} situé à une position $\mathbf{r} = \mathbf{OM}$ par rapport au point de référence O , le moment angulaire \mathbf{j}_O s'exprime alors [Feynman et al., 2013, Landau et al., 1966] :

$$\mathbf{j}_O = \mathbf{r} \wedge m\mathbf{v} = \mathbf{r} \wedge \mathbf{p} \quad (1.1)$$

avec $\mathbf{p} = m\mathbf{v}$ la *quantité de mouvement* locale du point matériel (appelée parfois moment linéaire). De cette expression on en déduit que le moment angulaire est orienté perpendiculairement au vecteur vitesse local (et au vecteur position) et est donc perpendiculaire au plan de rotation local du point matériel (voir figure FIG.1.1 (b)). Le fait que le mo-

ment angulaire soit une grandeur vectorielle nous permet donc d'orienter dans l'espace le mouvement de rotation d'un système dont le moment angulaire est connu. Le sens du vecteur moment angulaire nous informe lui sur le sens de rotation (horaire ou anti-horaire) du système.

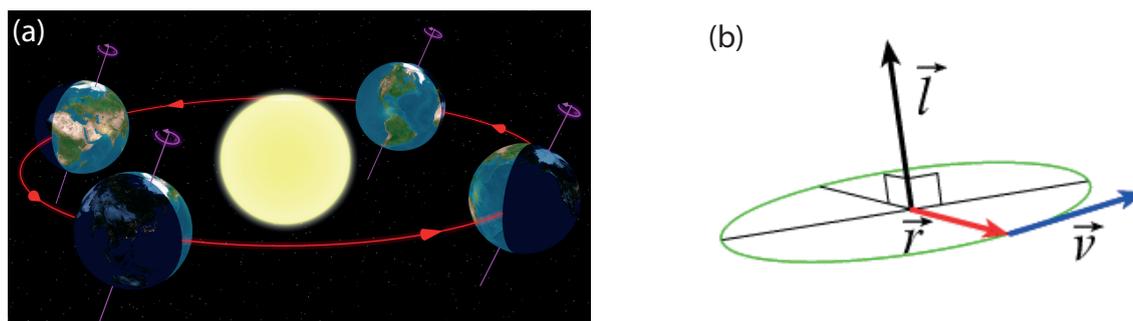


FIGURE 1.1 – (a) Illustration de deux mouvements de rotation de la Terre. Un mouvement de rotation sur elle-même illustré par la flèche violette, auquel est associé un moment angulaire de rotation propre (appelé parfois spin), et un mouvement de translation elliptique illustré par les flèches rouges, auquel est associé un moment angulaire orbital. (b) Schéma illustrant les grandeurs intervenant dans le calcul du moment angulaire. Le point matériel suit une trajectoire elliptique (en vert). A un instant t , le point se situe à une position \mathbf{r} par rapport au point de référence et possède une vitesse \mathbf{v} (tangente à la trajectoire). Le moment angulaire \mathbf{l} est alors perpendiculaire à ces deux vecteurs et est donc perpendiculaire au plan de la trajectoire.

Prenons l'exemple de la Terre [Chambat, 2015] (voir figure FIG.1.1 (a)). On peut visualiser différentes contributions au moment angulaire de la Terre. En effet la Terre tourne sur elle-même et on peut donc associer un moment angulaire à ce mouvement de rotation, que l'on appellerait *moment de spin*, et qui serait parallèle à l'axe de rotation de la Terre (c'est à dire perpendiculaire aux plans de rotation des points constituant la Terre).

La Terre tourne également autour du Soleil, et l'on peut associer à ce mouvement un moment angulaire que l'on appellerait *moment orbital*, et qui serait perpendiculaire à l'orbite de la Terre autour du soleil.

Tout système possédant une *invariance par rotation* autour d'un axe voit la projection de son *moment angulaire total sur cet axe conservée* au cours du temps [Noether, 1918].

Cependant, des échanges peuvent se faire entre ces deux moments et par exemple une partie du moment de spin peut être transmise au moment orbital, et vice-versa, par interaction gravitationnelle [Chambat, 2015]. Nous pouvons dire qu'il y a alors conversion de moment de spin en moment orbital à cause d'une interaction spin-orbite.

De même, si nous nous focalisons sur la Terre et que nous la décomposons en sous-systèmes, l'atmosphère possède elle aussi son propre moment angulaire et la croûte terrestre également. Il y a là encore un couplage entre les moments angulaires des sous-systèmes atmosphère et croûte terrestre.

Dans le cas de cet exemple mécanique, il est aisé de visualiser les mouvements de rotations et d'y associer le moment angulaire respectif à chacun de ces mouvements.

Dans le cas de la lumière, cela se complique un peu d'un point de vue visualisation et les *quantités de rotation* introduites pour décrire le système peuvent paraître plus abstraites.

En effet, pour un physicien, cela peut paraître surprenant d'imaginer un photon suivre une orbite ou même imaginer la lumière se courber dans l'air. Pourtant, dans le cas des faisceaux lumineux, on peut également voir apparaître des manifestations de cette dynamique de rotation. Nous allons présenter dans cette partie les manifestations de cette dynamique rotationnelle et les différents moments angulaires qui sont associés à ces différents comportements.

1.1.2/ LES GRANDEURS DYNAMIQUES D'UNE ONDE ÉLECTROMAGNÉTIQUE

La lumière étant une onde électromagnétique [Born et al., 2000], sa dynamique est décrite à travers l'évolution spatiale et temporelle des champs électrique \mathbf{E} et magnétique \mathbf{H} (ou des potentiels vecteurs V et \mathbf{A}). La dynamique de ces champs est décrite par les équations de Maxwell [Jackson, 1999, Griffiths et al., 1999] :

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (1.2)$$

$$\nabla \wedge \mathbf{E} = -\mu_0 \frac{\partial \mu_r \mathbf{H}}{\partial t} \quad (1.3)$$

$$\nabla \cdot \mu_r \mathbf{H} = 0 \quad (1.4)$$

$$\nabla \wedge \mu_r \mathbf{H} = \mathbf{j}_{\text{elec}} + \epsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (1.5)$$

avec ϵ_0 la permittivité diélectrique du vide, μ_0 la perméabilité magnétique du vide, μ_r la perméabilité magnétique relative du matériau, \mathbf{j}_{elec} la densité de courant électrique et ρ la densité de charge électrique.

Dans le cadre de cette thèse, nous allons utiliser uniquement des matériaux (air, verre, or, argent) dont la perméabilité relative est très proche de un [Kaye et al., 1921] et nous négligerons donc cette grandeur dans toutes nos équations.

La dynamique des champs répond donc à ces quatre équations locales couplées. C'est à l'aide de ces équations que nous pouvons prédire l'évolution d'un champ connaissant les conditions initiales. Les méthodes numériques que nous avons utilisées lors de cette thèse s'appuient entièrement sur ces équations.

De même, d'un point de vue analytique, ces équations nous permettent d'exprimer les grandeurs dynamiques sous différentes formes.

Les grandeurs dynamiques qui nous intéressent pour notre étude de la propagation des champs électromagnétiques et leur structure dynamique sont les quatre suivantes :

- l'énergie \mathcal{E} contenue localement dans le champ,
- la grandeur caractérisant le transport d'énergie : le vecteur de Poynting $\mathbf{\Pi}$,
- la grandeur caractérisant le transport de quantité de mouvement : la densité de moment linéaire \mathbf{p} ,
- la grandeur caractérisant le transport de moment angulaire : la densité de moment angulaire notée \mathbf{j} (à ne pas confondre avec la densité de courant électrique \mathbf{j}_{elec}).

Pour déterminer le bilan de ces grandeurs sur l'onde entière, il suffit d'intégrer ces densités dans tout l'espace $\mathbf{G} = \int_V \mathbf{g} d^3r$. De même, pour accéder à la grandeur mesurable, c'est à dire la moyenne temporelle de cette grandeur sur une période temporelle dans

le cas harmonique, il suffit de prendre la partie réelle de cette grandeur si l'on utilise les notations complexes.

Ces grandeurs s'expriment en fonction des champs électromagnétiques de la manière suivante [Jackson, 1999, Griffiths et al., 1999] :

$$\mathcal{E} = \frac{1}{2} (\epsilon_0 |\mathbf{E}|^2 + \mu_0 |\mathbf{H}|^2) \quad (1.6)$$

$$\mathbf{\Pi} = \mathbf{E} \wedge \mathbf{H} \quad (1.7)$$

$$\mathbf{p} = \mu_0 \epsilon_0 \mathbf{\Pi} = \mu_0 \epsilon_0 (\mathbf{E} \wedge \mathbf{H}) \quad (1.8)$$

$$\mathbf{j} = \mathbf{r} \wedge \mathbf{p} = \epsilon_0 \mu_0 [\mathbf{r} \wedge (\mathbf{E} \wedge \mathbf{H})] \quad (1.9)$$

La *densité d'énergie* (Eq.1.6) et le *vecteur de Poynting* (Eq.1.7), sont généralement des grandeurs connues par tous les étudiants ayant suivi un cours d'électrodynamique. Le vecteur de Poynting est directement relié à la grandeur bien connue d'*intensité de la lumière* I par la relation : $I = \langle |\mathbf{\Pi}| \rangle$ [Griffiths et al., 1999] dans le cas d'une onde plane, la notation $\langle \rangle$ signifiant la moyenne temporelle de la grandeur encadrée.

La densité d'impulsion (Eq.1.8) est également généralement connue lorsque l'on étudie les forces optiques sur la matière. Cette quantité de mouvement transportée peut en effet être transférée à la matière et l'effet le plus connu de ce transfert de quantité de mouvement est appelé *pression de radiation* [Griffiths et al., 1999].

La dernière grandeur, la densité de moment angulaire (Eq.1.9) est la moins connue. Cependant, depuis les années 90, de nombreuses mises en évidence expérimentales de manipulation de moment angulaire et de transfert à la matière ont été menées [He et al., 1995, Friese et al., 1996, Simpson et al., 1997, Tabosa et al., 1999, Courtial et al., 1998, Leach et al., 2002]. Ce nouveau champ de recherche ouvre la voie à de potentielles applications (multiplexage [Wang et al., 2012], information quantique [Nicolas et al., 2014], métrologie [Lavery et al., 2013], microscopie haute résolution [Yan et al., 2015] etc...) et cette thèse s'insère dans ce champ d'étude en essayant d'exploiter d'autres possibilités offertes dans le domaine de la nano-optique.

Afin de faire ressortir certaines caractéristiques du moment angulaire d'une onde électromagnétique, considérons le cas monochromatique de pulsation ω . On suppose que cette onde peut être décomposée en somme d'ondes planes et que l'on peut écrire les champs en notation complexe ainsi en régime harmonique [Novotny et al., 2012] :

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{(2\pi)^{2/3}} \int_{-\infty}^{+\infty} \hat{\mathbf{E}}(\mathbf{k}) e^{i\omega t - i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} d^3 k \quad (1.10)$$

En considérant un milieu sans source de courant, on peut exprimer les amplitudes du champ magnétique en fonction des amplitudes du champ électrique à l'aide de l'équation de Maxwell 1.5 :

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{(2\pi)^{2/3}} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\mathbf{k} \wedge \hat{\mathbf{E}}(\mathbf{k})}{\mu_0 \omega} e^{i\omega t - i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} d^3 k \quad (1.11)$$

Le moment angulaire peut alors s'exprimer pour chaque onde plane comme la somme de deux termes [Humblet, 1943, Barnett et al., 1994] :

$$\mathbf{j} = \frac{\epsilon_0}{2i\omega} (\mathbf{E}^* \times \mathbf{E}) + \frac{\epsilon_0}{2i\omega} \sum_{i=x,y,z} E^{i*} (\mathbf{r} \times \nabla) E^i \quad (1.12)$$

On peut remarquer que le premier terme de l'équation 1.12 ne dépend pas explicitement de la position \mathbf{r} et ne dépend pas non plus des variations spatiales du champ (pas d'opérateur ∇). Seule la valeur locale du champ électrique a besoin d'être connue. Pour ces caractéristiques, cette partie du moment angulaire est identifiée comme étant le *moment angulaire de spin* d'une onde électromagnétique et on notera cette densité de spin \mathbf{s} que nous commenterons plus en détails dans la section 1.1.3.1.

La deuxième partie du moment angulaire de l'équation 1.12 contient l'opérateur $\mathbf{r} \times \nabla$ et dépend donc de la position. Ce moment angulaire a donc la structure d'un moment orbital et c'est pour cela que nous l'identifierons comme le *moment angulaire orbital de la lumière* dont nous noterons la densité \mathbf{l} . Nous discuterons de cette partie orbitale du moment angulaire dans les sections 1.1.4 et 1.1.5.

On peut donc réécrire :

$$\boxed{\mathbf{j} = \mathbf{s} + \mathbf{l}} \quad (1.13)$$

avec

$$\mathbf{s} = \frac{\epsilon_0}{2i\omega} (\mathbf{E}^* \times \mathbf{E}) \quad (1.14)$$

$$\text{et } \mathbf{l} = \frac{\epsilon_0}{2i\omega} \sum_{i=x,y,z} E^{i*} (\mathbf{r} \times \nabla) E^i \quad (1.15)$$

Ces deux contributions ayant des caractéristiques très différentes, nous allons maintenant les décrire indépendamment avant d'analyser les couplages spin-orbite qui peuvent intervenir dans certains systèmes.

1.1.3/ LE SPIN (LONGITUDINAL) DE LA LUMIÈRE

1.1.3.1/ LE SPIN DE LA LUMIÈRE ET LA POLARISATION

Dans le cadre de la théorie quantique des champs, la notion de spin de la lumière apparaît naturellement dans la description du champ électromagnétique quantifié. En effet le champ électromagnétique y est alors décrit comme un ensemble de bosons appelés photons [JY., 2004] et les résultats de la mesure du spin du photon (appelé aussi hélicité du photon) peut donner deux résultats possibles : $\pm\hbar$ (une mesure au sens formel de la mécanique quantique, c'est à dire une projection dans l'espace de Hilbert).

En faisant le lien avec la théorie classique des champs, plus adaptée pour l'étude des phénomènes en jeu dans cette thèse, la valeur de l'hélicité du photon ($\pm\hbar$) correspond aux deux états possibles de polarisation circulaire du photon (gauche : $|G\rangle$, ou droite : $|D\rangle$) [Bliokh et al., 2015b]. La polarisation linéaire correspond à une superposition linéaire de poids égal de ces deux états.

Dans le cadre des ondes électromagnétiques propagatives, on peut noter qu'il y a un axe privilégié pour l'onde : son axe de propagation. Cet axe de propagation est défini par le vecteur d'onde \mathbf{k} . Pour une onde plane, le vecteur d'onde est proportionnel à la quantité de mouvement de l'onde [Griffiths et al., 1999] et l'on peut décomposer le moment angulaire d'une onde en deux contributions :

- une contribution parallèle à la quantité de mouvement, que l'on appellera moment angulaire *longitudinal*,
- une contribution dans le plan orthogonal à la quantité de mouvement, que l'on appellera moment angulaire *transverse*.

Par exemple dans le cas du moment angulaire d'un point matériel défini par l'équation Eq.1.1, le moment angulaire est purement transverse car on a $\mathbf{j}_O \perp \mathbf{p}$.

La valeur locale du spin, ou densité de spin, d'un champ électromagnétique peut être exprimée en théorie classique à l'aide des grandeurs vectorielles des champs électromagnétiques comme nous l'avons introduit dans la section précédente. D'après l'équation Eq.1.14 la densité moyenne de spin s'exprime de la manière suivante :

$$\bar{\mathbf{s}} = \Re \left[\frac{\epsilon_0}{2i\omega} (\mathbf{E}^* \wedge \mathbf{E}) \right] \quad (1.16)$$

$$= \frac{\epsilon_0}{2\omega} \Im \mathbf{m} (\mathbf{E} \wedge \mathbf{E}^*) \quad (1.17)$$

Pour illustrer cela dans un cas simple, prenons l'exemple d'une onde plane se propageant selon l'axe Oz .

Dans le cas d'une onde polarisée linéairement selon l'axe Ox l'amplitude du champ électrique \mathbf{E} peut s'exprimer ainsi en notation complexe :

$$\mathbf{E} = \begin{pmatrix} E_0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} e^{ikz} \quad (1.18)$$

avec k le vecteur d'onde et E_0 l'amplitude complexe au point de référence du champ électrique.

En insérant ces expressions dans l'équation Eq.1.16, on obtient directement le résultat $\bar{\mathbf{s}} = \mathbf{0}$ ce qui confirme la notion intuitive qu'une onde plane polarisée linéairement ne transporte pas de moment angulaire puisqu'il n'y a aucun signe de rotation dans une telle onde.

Par contre si maintenant nous prenons une onde plane de même énergie et de même sens de propagation mais cette fois-ci polarisée circulairement, alors le champ électrique a pour expression :

$$\mathbf{E} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} E_0 \\ \pm i\sigma E_0 \\ 0 \end{pmatrix} e^{ikz} \quad (1.19)$$

avec $\sigma = +1$ pour une onde polarisée circulairement à gauche et $\sigma = -1$ pour une onde polarisée circulairement à droite (La convention droite/gauche est prise en observant l'onde venir).

Si on insère cette fois l'expression de ce champ dans l'équation Eq. 1.16, on obtient alors

$$\bar{\mathbf{s}} = \frac{\mathcal{E}}{\omega} \sigma \mathbf{e}_z \quad (1.20)$$

avec \mathcal{E} la densité d'énergie du faisceau au point considéré (Eq.1.6).

La densité de spin est donc localement proportionnelle à la densité d'énergie du champ électromagnétique (et donc à l'intensité) et est longitudinale, c'est à dire dirigée selon l'axe de propagation du champ électromagnétique. Cette densité de spin est également proportionnelle à σ et son sens dépend donc du sens de rotation (gauche ou droite) du champ électromagnétique dans un plan perpendiculaire au vecteur $\bar{\mathbf{s}}$ (voir figure 1.2), ce qui est cohérent avec la vision mécanique du moment angulaire discutée précédemment.

Entre les deux cas particuliers de la polarisation linéaire et circulaire, il y a tous les cas possibles de polarisations elliptiques. *L'hélicité* σ peut de manière générale prendre toutes les valeurs comprises entre -1 et 1 (Voir section 1.1.3.3 pour plus de détails). Une polarisation circulaire correspond alors à une ellipticité de 1 et une polarisation linéaire correspond à une ellipticité de 0. La relation 1.20 est également valable pour le cas des polarisations elliptiques : la densité de spin longitudinale est localement perpendiculaire au plan de l'ellipse décrite par le sommet du vecteur champ électrique et sa valeur est proportionnelle à l'hélicité σ de l'onde.

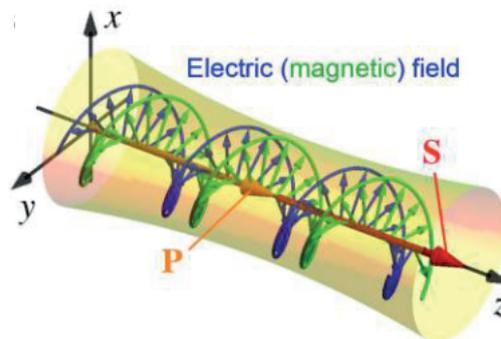


FIGURE 1.2 – Une onde polarisée circulairement transporte un moment de spin longitudinal. On visualise sur la figure la rotation des vecteurs champ électrique et champ magnétique. Image tirée de [Bliokh et al., 2015b].

Un point intéressant ici est de noter que dans le cas que nous venons d'étudier, l'onde possède un moment angulaire (de spin) alors que l'onde elle-même ne tourne pas. En effet *le vecteur d'onde* \mathbf{k} , qui est une grandeur locale, est défini en tout point de l'onde par :

$$\mathbf{k} = \nabla\phi \quad (1.21)$$

avec la notation ∇ pour le gradient et ϕ la phase de l'onde.

Ce vecteur d'onde indique donc localement la direction de propagation de la phase en ce point. Dans le cas de l'onde plane, qui par définition a ses surfaces équi-phases (appelées aussi fronts d'onde) planes en tout point, le vecteur d'onde étant orthogonal à ces plans (propriété du gradient), il est alors égal en tout point de l'espace. La phase de l'onde

se propage donc en ligne droite, sans aucun signe de rotation. Le moment angulaire (spin longitudinal) que transporte cette onde ne dépend donc pas de sa structure (qui dans le cas de l'onde plane est totalement homogène dans tout l'espace), mais uniquement de l'état de polarisation de l'onde.

1.1.3.2/ LE FORMALISME DE JONES POUR MANIPULER ANALYTIQUEMENT L'ÉTAT DE POLARISATION DE LA LUMIÈRE ET DONC LA VALEUR DU SPIN LONGITUDINAL.

Le moment angulaire de spin longitudinal d'une onde est donc relié à son état de polarisation. La manipulation de l'état de polarisation de la lumière revient donc à une manipulation du spin de la lumière. Pour décrire et exprimer l'état de polarisation d'une onde et ces transformations par des éléments optiques, nous pouvons utiliser le formalisme de Jones [Jones, 1941] pour la lumière totalement polarisée.

L'état de l'onde est alors décrit par un vecteur à deux dimensions représentant le champ électrique dans un plan perpendiculaire à la direction de propagation. En reprenant le même type d'expression que précédemment pour exprimer l'amplitude du champ électrique, on peut identifier *le vecteur de Jones* $|\psi\rangle$ en écrivant l'onde plane sous la forme :

$$\mathbf{E} = \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = E_0 \exp^{i(\phi_x + kz)} |\psi\rangle \quad \text{avec} \quad |\psi\rangle = \begin{pmatrix} \psi_x \\ \psi_y \end{pmatrix} \quad (1.22)$$

On peut choisir l'origine des phases tel que ψ_x soit réels et que le vecteur de Jones soit unitaire en ce point de référence. L'argument de $\frac{\psi_y}{\psi_x}$ désigne la différence de phase entre la composante verticale E_y et horizontale E_x .

Généralement, la base *linéaire* ($|H\rangle$ pour l'axe horizontal (Ox) et $|V\rangle$ pour l'axe vertical (Oy)) est utilisée pour décomposer les vecteurs de Jones. Ces vecteurs orthogonaux de bases ont donc, évidemment, pour coordonnées dans cette base :

$$|H\rangle = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad |V\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (1.23)$$

Une onde polarisée circulairement (Eq.1.19) est décomposée ainsi dans cette base :

$$|\psi_\sigma\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|H\rangle + i\sigma|V\rangle) \quad \text{soit} \quad |D\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|H\rangle - i|V\rangle) \quad \text{et} \quad |G\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|H\rangle + i|V\rangle) \quad (1.24)$$

Cette base est très pratique lorsque l'on souhaite visualiser l'état de polarisation d'une onde selon les axes (Ox) et (Oy). Cependant, ce n'est pas la base la plus adaptée pour visualiser les états de polarisation possédant un spin longitudinal non-nul. Une base plus adaptée pour notre étude serait d'utiliser directement la base orthogonale ($|D\rangle, |G\rangle$). et l'on écrira alors $|\psi\rangle = d|D\rangle + g|G\rangle$ avec $|d|^2 + |g|^2 = 1$.

On déduit alors de la relation Eq.1.20 qu'une onde décrite par le vecteur de Jones $\begin{pmatrix} d \\ g \end{pmatrix}$ dans la base circulaire a pour valeur de sa densité de spin longitudinal :

$$\bar{s} = \frac{\mathcal{E}}{\omega} (|g|^2 - |d|^2) \mathbf{e}_z \quad (1.25)$$

Pour passer d'une base à l'autre, il suffit d'utiliser la matrice de passage \mathcal{P} définie par :

$$\begin{pmatrix} d \\ g \end{pmatrix} = \mathcal{P} \begin{pmatrix} \psi_x \\ \psi_y \end{pmatrix} \quad \text{avec} \quad \mathcal{P} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & -i \\ 1 & i \end{pmatrix} \quad (1.26)$$

A chaque élément optique i est associée une matrice de Jones \mathcal{M}_i tel que le vecteur de Jones $|\psi_s\rangle$ en sortie de cet élément s'exprime en fonction de son état à l'entrée $|\psi_e\rangle$:

$$|\psi_s\rangle = \mathcal{M}_i |\psi_e\rangle \quad (1.27)$$

Ce formalisme matriciel est alors très pratique lorsque le faisceau passe dans un système Σ composé d'un nombre n éléments optiques. L'état final $|\psi_s\rangle$ se détermine alors de la manière suivante :

$$|\psi_s\rangle = \mathcal{M}_\Sigma |\psi_e\rangle \quad \text{avec} \quad \mathcal{M}_\Sigma = \mathcal{M}_n \times \dots \times \mathcal{M}_3 \times \mathcal{M}_2 \times \mathcal{M}_1 \quad (1.28)$$

Nous appliquerons cette méthode dans un cas concret de la section 1.1.3.4.

1.1.3.3/ REPRÉSENTATION DE L'ÉTAT DE POLARISATION

Les paramètres géométriques d'une onde polarisée elliptiquement

Afin de fixer les notations qui seront utilisées par la suite, rappelons les différents paramètres qui caractérisent une onde polarisée elliptiquement [Azzam et al., 1987]. Sur la figure Fig.1.3), l'ellipse représente la trajectoire de l'extrémité du vecteur champ électrique au cours d'un cycle dans un plan perpendiculaire à l'axe de propagation (ici \mathbf{e}_z).

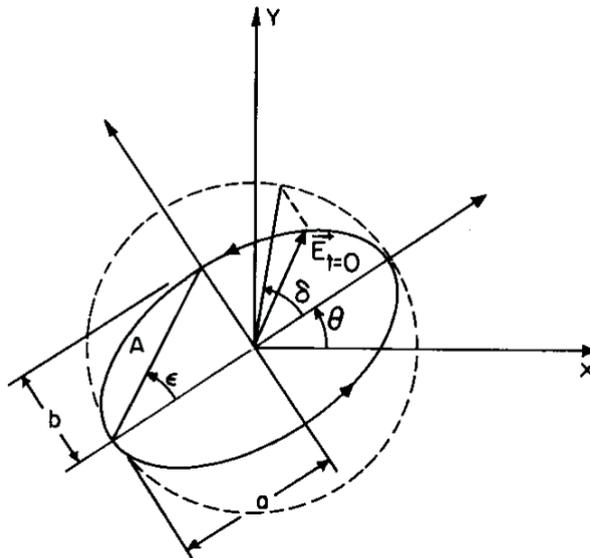


FIGURE 1.3 – Paramètres d'une onde polarisée elliptiquement

Cette ellipse est constituée d'un demi grand axe a et d'un demi petit axe b . Le rapport de ces deux grandeurs est appelé ellipticité $\epsilon = \frac{b}{a}$. On définit généralement l'ellipticité

comme une grandeur algébrique dont le signe (positif ou négatif) définit le sens de rotation de l'ellipse (droite ou gauche) et on a donc : $-1 \leq \epsilon \leq 1$. L'amplitude réelle du champ électrique est alors donnée par $E_0 = \sqrt{a^2 + b^2}$

On définit également l'angle d'ellipticité ϵ à partir de l'ellipticité : $\epsilon = \tan \epsilon$. On a alors $-\frac{\pi}{4} \leq \epsilon \leq \frac{\pi}{4}$.

L'angle θ représente la direction de l'ellipse et est défini comme l'angle entre le demi-grand axe et l'axe \mathbf{e}_x . On a $-\frac{\pi}{2} \leq \theta \leq \frac{\pi}{2}$.

Enfin, la phase "absolue" δ définie comme l'angle entre la position initiale du champ $\mathbf{E}(t=0)$ et le demi grand axe. Cette phase peut prendre les valeurs $-\pi \leq \delta \leq \pi$.

L'ensemble de ces paramètres réels avec la direction de propagation permet de caractériser une onde polarisée elliptiquement. On notera cependant que l'ellipticité ϵ (ou l'angle d'ellipticité ϵ) et l'angle θ , suffisent à définir l'état de polarisation local d'une onde.

Le paramètre complexe χ

Si l'on passe aux grandeurs complexes avec le formalisme de Jones, on peut alors définir le paramètre complexe χ à partir du vecteur de Jones $|\psi\rangle$ tel que :

$$\chi = \frac{\psi_y}{\psi_x} \quad (1.29)$$

Ce paramètre contient à lui seul l'information de l'angle d'ellipticité ϵ et de l'angle θ . On peut en effet montrer [Azzam et al., 1987] que l'on a :

$$\tan 2\theta = \frac{2 \Re(\chi)}{1 - |\chi|^2} \quad (1.30)$$

$$\sin 2\epsilon = \frac{2 \Im(\chi)}{1 + |\chi|^2} \quad (1.31)$$

On peut alors associer de manière univoque un état de polarisation pour chaque valeur de χ et vice-versa.

La représentation de l'état de polarisation en coordonnées sphériques : la sphère de Poincaré

La polarisation d'une onde pouvant être représentée par les deux angles θ et ϵ contenus dans la variable χ , la représentation en coordonnées sphériques semble naturelle. Poincaré propose alors de représenter chaque état de polarisation sur une sphère [Poincaré, 1892], appelée *sphère de Poincaré*, comme on le voit sur la figure Fig.1.4.

Nous ne décrivons pas la construction de cette représentation (voir [Azzam et al., 1987] pour les détails à ce sujet) et ne retiendrons que la méthode pour lire et placer un état de polarisation sur cette sphère.

Comme le montre la figure Fig.1.4, pour placer un état de polarisation connu sur cette sphère, il suffit de se placer sur la ligne d'équateur et de se déplacer sur celui-ci d'un

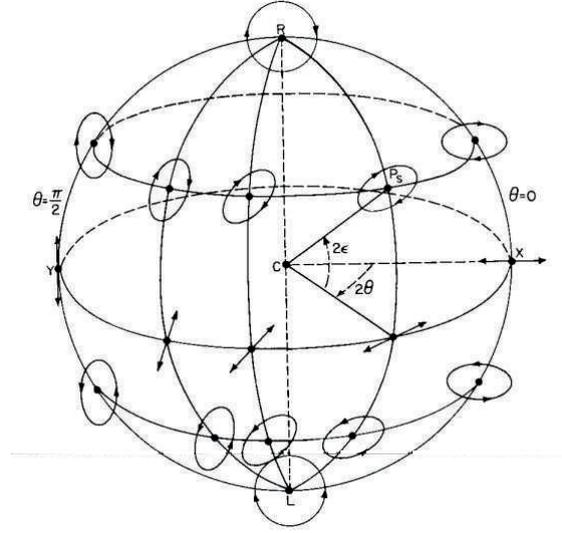


FIGURE 1.4 – Sphère de Poincaré pour représenter l'état de polarisation d'une onde. [Azzam et al., 1987].

angle égale à 2θ depuis le point $\theta = 0$. Ensuite on se déplace sur le méridien d'un angle 2ϵ et on place alors le point P représentatif de cet état de polarisation.

Remarquons également que les états de polarisations linéaires se situent sur l'équateur de la sphère et les deux états de polarisations circulaires sont situés sur les pôles de la sphère.

A chaque état de polarisation placé sur cette sphère, on peut également associer 3 coordonnées cartésiennes. Si on considère une sphère de rayon 1 et de centre C , alors les projections selon trois axes orthonormés \mathbf{e}_1 , \mathbf{e}_2 et \mathbf{e}_3 du vecteur $\mathbf{CP} = \mathbf{s}$ sont :

$$\begin{cases} s_1 = \cos 2\epsilon \cos 2\theta \\ s_2 = \cos 2\epsilon \sin 2\theta \\ s_3 = \sin 2\epsilon \end{cases} \quad (1.32)$$

Comme nous allons le voir dans la section suivante, ces coordonnées correspondent à trois mesures de différence d'intensité et sont donc directement accessibles expérimentalement.

Les paramètres de Stokes et le lien avec la sphère de Poincaré

Stokes a proposé de paramétrer l'état de polarisation de la lumière à partir de 4 paramètres mesurables directement par des mesures d'intensité. On peut regrouper ces 4 paramètres sous la forme d'un vecteur quadridimensionnel S , appelé *vecteur de Stokes*, de la forme [Azzam et al., 1987] :

$$S = \begin{pmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix} \quad \text{avec} \quad \begin{cases} S_0 = I_0 \\ S_1 = I_x - I_y \\ S_2 = I_{+\frac{\pi}{4}} - I_{-\frac{\pi}{4}} \\ S_3 = I_d - I_l \end{cases} \quad (1.33)$$

I_0 correspond à l'intensité totale mesurée. I_x , I_y , $I_{+\frac{\pi}{4}}$ et $I_{-\frac{\pi}{4}}$ correspondent à l'intensité mesurée avec un polariseur en amont faisant un angle de 0 , $\frac{+\pi}{2}$, $\frac{+\pi}{4}$ et $\frac{-\pi}{4}$ avec l'axe \mathbf{e}_x . I_r , respectivement I_l , correspondent aux intensités mesurées en insérant un analyseur circulaire droit, respectivement gauche, devant le détecteur. On appelle ici un polariseur circulaire l'association d'une lame quart d'onde et d'un analyseur.

Ces 4 paramètres ne sont pas indépendants et sont reliés ainsi dans le cas d'une lumière entièrement polarisée :

$$S_0^2 = S_1^2 + S_2^2 + S_3^2 \quad (1.34)$$

On peut alors définir les paramètres de Stokes normalisés s_1 , s_2 et s_3 tel que $s_i = \frac{S_i}{S_0}$.

Quelques calculs, disponibles dans l'ouvrage [Azzam et al., 1987], nous montrent que ces trois paramètres réduits de Stokes correspondent aux trois coordonnées cartésiennes décrites dans l'équation 1.32. Le vecteur de Stokes réduit correspond alors directement au vecteur \mathbf{CP} introduit dans la section précédente pour représenter un état de polarisation.

On peut même exprimer ces trois paramètres de Stokes réduits à l'aide du seul paramètre χ :

$$s_1 = \frac{1 - |\chi|^2}{1 + |\chi|^2} \quad s_2 = \frac{\Re(\chi)}{1 + |\chi|^2} \quad s_3 = \frac{\Im(\chi)}{1 + |\chi|^2} \quad (1.35)$$

Remarque : le troisième paramètre de Stokes normalisé s_3 est généralement noté σ et est appelé hélicité. Nous l'avons déjà introduit dans le cas particulier d'une onde polarisée circulairement (voir Eq.1.19).

1.1.3.4/ LA GÉNÉRATION DE MOMENT DE SPIN LONGITUDINAL

Généralement, les sources de lumière ne génèrent pas naturellement une lumière polarisée circulairement. Pour générer une onde ayant un moment de spin non nul, il faut donc utiliser des éléments optiques spécifiques. D'un point de vue ondulatoire, la polarisation circulaire signifie qu'en tout point les deux composantes transverses orthogonales sont déphasées l'une de l'autre de $\Delta\varphi = \pm\frac{\pi}{2}$. Pour déphaser de manière identiques en tout point les deux composantes d'un champ, ils faut alors que le faisceau se propage dans un milieu optiquement homogène et anisotrope.

C'est à l'aide de ce type de milieu, généralement cristallin, que l'on peut construire des lames à retard particulières : les lames quart d'onde. Ces éléments optiques permettent donc, pour une orientation donnée de l'état de polarisation rectiligne initial par rapport aux axes lent et rapide la cette lame (voir par exemple [Born et al., 2000] pour les définitions de ces axes), de créer un déphasage de $\pm\frac{\pi}{2}$ entre les deux composantes orthogonales projetées sur ces axes . Ces lames permettent alors de transformer un faisceau polarisé linéairement (de spin nul) en un faisceau polarisé circulairement (de spin égal à plus ou moins 1) (voir figure 1.5). Pour un angle quelconque α entre la direction de polarisation initiale et l'axe rapide de la lame, la polarisation en sortie est, de manière générale, elliptique.

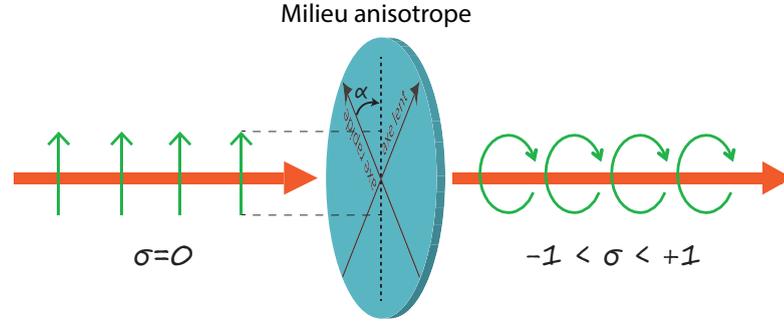


FIGURE 1.5 – Pour générer du spin dans un faisceau, il suffit de le faire se propager dans un milieu anisotrope. La valeur de l'hélicité σ du faisceau généré dépend de l'angle α entre la polarisation initiale et l'axe rapide de la lame quart d'onde.

De manière plus quantitative, nous pouvons prévoir la quantité de spin généré en sortie de la lame quart d'onde en fonction de l'angle α (voir figure 1.5) que fait la polarisation linéaire initiale par rapport à l'axe rapide de la lame quart-d'onde à l'aide du formalisme de Jones.

Il est naturel, comme nous l'avons présenté précédemment, d'exprimer les vecteurs de Jones dans la base $(|D\rangle, |G\rangle)$ pour étudier la génération de spin dans un faisceau. Cependant, la polarisation initiale s'écrivant très simplement dans la base $(|H\rangle, |V\rangle)$ avant le passage dans la lame quart d'onde, nous ferons le changement de base après le passage de cet élément.

En notation complexe, la matrice de Jones d'une lame quart-d'onde avec l'axe rapide aligné avec la polarisation initiale est :

$$T_0 = \begin{pmatrix} e^{i\pi/4} & 0 \\ 0 & e^{-i\pi/4} \end{pmatrix} \quad (1.36)$$

Si il y a un angle α entre la polarisation initiale et l'axe rapide de la lame, alors la matrice de Jones du polariseur et de la lame quart-d'onde tiltée devient $T_\alpha = R_\alpha^{-1} \cdot T_0 \cdot R_\alpha$ avec R_α la matrice de rotation :

$$R_\alpha = \begin{pmatrix} \cos \alpha & \sin \alpha \\ -\sin \alpha & \cos \alpha \end{pmatrix} \quad (1.37)$$

En appliquant T_α à une polarisation initiale rectiligne, et en exprimant le vecteur de Jones $|\psi_\alpha\rangle$ final dans la base $(|D\rangle, |G\rangle)$ (c'est à dire de la forme $|\psi_\alpha\rangle = \psi_d|D\rangle + \psi_g|G\rangle$), le résultat final est :

$$|\psi_\alpha\rangle = \frac{1}{2} \left[(-i + e^{i2\alpha}) |D\rangle + (i - e^{-i2\alpha}) |G\rangle \right] \quad (1.38)$$

Afin de connaître l'intensité associée à chaque état $|G\rangle$ ou $|D\rangle$, on calcule le produit scalaire du vecteur de Jones final avec lui même :

$$\begin{aligned}\langle \psi_\alpha | \psi_\alpha \rangle &= \frac{1}{2} [(1 - \sin 2\alpha) \langle D|D \rangle + (1 + \sin 2\alpha) \langle G|G \rangle] \\ &= |\psi_d|^2 \langle D|D \rangle + |\psi_g|^2 \langle G|G \rangle\end{aligned}\quad (1.39)$$

En ce qui concerne le moment de spin (voir équation 1.25) en sortie de la lame quart d'onde, on a alors :

$$\bar{\mathbf{s}} = \frac{\mathcal{E}}{\omega} (|\psi_g|^2 - |\psi_d|^2) \mathbf{e}_z = \frac{\mathcal{E}}{\omega} \sin 2\alpha \mathbf{e}_z = \frac{\mathcal{E}}{\omega} \sigma \mathbf{e}_z \quad (1.40)$$

Les valeurs extrémales de spin (obtenue pour les deux valeurs de l'hélicité $\sigma = \pm 1$) sont alors générées pour les valeurs $\alpha = (2q + 1)\frac{\pi}{4}$ avec q entier, c'est à dire lorsque que la polarisation finale est circulaire.

1.1.3.5/ INTERACTION "MÉCANIQUE" AVEC LA MATIÈRE

Le moment angulaire que transporte la lumière peut être échangé avec la matière avec laquelle elle interagit. Dans le cas d'une particule absorbante par exemple, ce moment angulaire de spin peut être transmis à la particule sous forme mécanique, c'est à dire que cela peut induire un mouvement de rotation de la particule. Poynting a en effet émis en 1909 l'idée qu'une onde polarisée circulairement (donc contenant un moment angulaire de spin) peut exercer un couple sur une lame biréfringente. Beth, en 1936, réalisa la première expérience mettant en évidence ce couplage, sur une lame demi-onde (voir principe de l'expérience sur la figure Fig.1.6

À cette époque, Beth avait monté cette expérience afin de mesurer le moment angulaire de la lumière et avait confirmé les prédictions théoriques de Poynting.

Aujourd'hui, de nombreuses expériences ont montré que l'on pouvait, à l'aide de faisceaux polarisés circulairement, induire à une particule un moment de rotation sur elle même. Comme nous l'avons cité précédemment, on a associé ce type de mouvement de rotation propre un moment angulaire mécanique appelé également moment angulaire de spin. Le moment angulaire de spin transporté par le faisceau lumineux est donc converti en moment de spin mécanique (voir figure Fig.1.7).

1.1.4/ LE MOMENT ANGULAIRE ORBITAL INTRINSÈQUE DE LA LUMIÈRE

Le moment angulaire total d'une onde, c'est à dire la quantité de moment angulaire transportée par cette onde, correspond à l'intégration de la densité de moment angulaire sur tout l'espace :

$$\mathbf{J} = \int_V \epsilon_0 \mu_0 [\mathbf{r} \wedge (\mathbf{E} \wedge \mathbf{H})] d^3r \quad (1.41)$$

Le bilan intégral du moment angulaire montre que l'on peut séparer ce moment total en deux contributions [O'neil et al., 2002] :

- une contribution intrinsèque (de spin et orbital intrinsèque) dont le résultat est indépendant du changement de repère $\mathbf{r} \rightarrow \mathbf{r} + \mathbf{r}_0$ avec \mathbf{r}_0 quelconque.

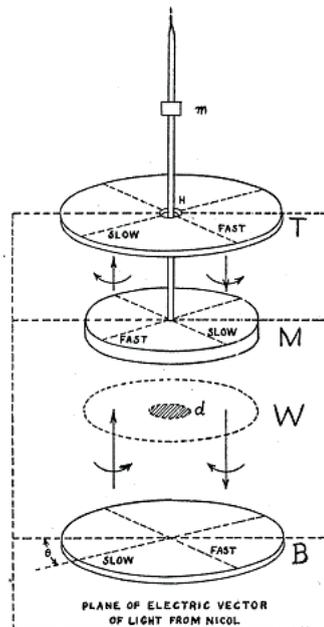


FIGURE 1.6 – Schéma de principe de l'expérience de Beth utilisant le couplage entre le spin de la lumière et le spin mécanique de la matière afin de mesurer le moment angulaire de la lumière. La lumière initialement polarisée linéairement traverse une première lame quart-d'onde Q . Elle traverse ensuite une lame demi-onde M qui renverse le spin de l'onde. Cette lame est couplée à un fil de torsion afin de mesurer le couple mécanique appliquée par l'onde sur la lame demi-onde. Une deuxième lame quart-d'onde T ainsi qu'un miroir m a été ajouté afin de doubler l'effet lors du retour de l'onde.[Beth, 1936].

— une contribution orbitale extrinsèque dont le résultat dépend du repère choisi.
et on peut alors écrire :

$$\mathbf{J} = \mathbf{S} + \mathbf{L}_{\text{int}} + \mathbf{L}_{\text{ext}} \quad (1.42)$$

Comme nous allons le voir dans les sections suivantes, les deux moments orbitaux intrinsèque et extrinsèque sont pertinents à étudier dans des cas très distincts : le moment orbital intrinsèque intervient lors de l'étude de la structure interne du faisceau alors que le moment orbital extrinsèque intervient lors de l'étude de la trajectoire globale du faisceau. Une vue imagée reviendrait à dire que le moment orbital intrinsèque est associée à un "mouvement" de rotation de l'onde autour d'elle même (de son axe de propagation), et le moment orbital extrinsèque est associé à une modification de la trajectoire de l'onde "totale".

Nous étudierons dans la section suivante le moment orbital intrinsèque transporté par un faisceau lumineux.

1.1.4.1/ LE MOMENT ORBITAL INTRINSÈQUE ET LE FRONT D'ONDE HÉLICOÏDAL

Comme le montre l'expression du moment angulaire orbital Eq.1.15, une onde homogène, comme une onde plane, ne peut contenir de moment orbital (en effet, si le champ

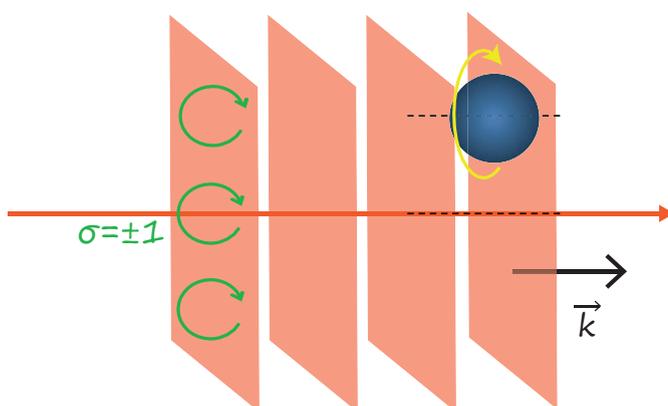


FIGURE 1.7 – Un faisceau transportant un moment de spin non nul peut induire un moment de rotation propre à une particule (représenté par la flèche jaune). Il y a alors transfert de spin entre le spin transporté par le faisceau incident (dû à la rotation du champ électrique représenté par les flèches vertes sur le premier front d'onde de l'onde) et le spin mécanique de la particule.

est vectoriellement homogène, alors l'action de l'opérateur ∇ donnera des quantités nulles). D'un point de vue plus intuitif, on peut en déduire que si tous les vecteurs d'onde locaux sont égaux, alors il n'y a pas de rotation de "l'onde sur elle-même". Afin d'avoir un moment orbital intrinsèque transporté par la lumière, cette image intuitive nous amène alors à structurer le champ afin de courber les surfaces équiphasées pour créer une composante azimutale (selon l'axe \mathbf{e}_ϕ , voir figure Fig. 1.8) non-nulle du vecteur d'onde local.

On voit sur la figure Fig.1.8 le front d'onde est hélicoïdal et bien que dans sa globalité l'onde ne tourne pas ($\mathbf{P} = C\mathbf{te}$ tout le long de la propagation), on voit que localement l'onde semble tourner sur elle-même. Une telle structure de phase est caractéristique des ondes possédant un moment angulaire orbital intrinsèque non-nul [Andrews et al., 2012].

Si l'on observe la phase d'une telle onde dans un plan $z = Cte$, on observe que quelque soit r , la phase de l'onde φ dépend seulement de la coordonnée azimutale ϕ et non de la distance au centre r (Fig. 1.9).

De manière plus générale, les faisceaux dont l'amplitude peut s'écrire $E \propto e^{il\phi}$ avec l un entier appelé *charge topologique* du faisceau, possède un moment angulaire orbital non nul. On a en effet dans ce type de faisceau une composante azimutale du gradient de phase et ces faisceaux ont donc localement des composantes azimutales du vecteur d'onde induisant une "rotation" de l'onde autour de son axe de propagation.

Ces faisceaux, appelés vortex optique [Soskin et al., 1997], possèdent une singularité en $r = 0$ car la phase n'y est pas définie de manière univoque. Le moment angulaire orbital interne d'une telle onde est proportionnel à la charge topologique l du faisceau. La phase et l'intensité d'un tel faisceau sont représentés dans la figure Fig.1.9 pour différentes valeurs de l .

Tout comme le moment de spin, le moment orbital peut être incorporé dans le modèle du photon. En effet, on peut associer à chaque photon d'un faisceau de type vortex optique de charge topologique l un moment angulaire de valeur $l\hbar$ [Allen et al., 1992]. Le moment angulaire j total d'un photon d'un tel faisceau serait alors égal à $j = (\sigma + l)\hbar$ avec $\sigma = \pm 1$ l'hélicité du photon. Si on fait un bilan sur l'ensemble du faisceau, on aurait alors $\mathbf{J} \propto (\sigma + l)$.

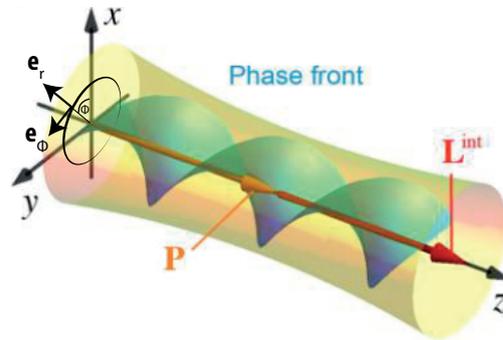


FIGURE 1.8 – Un faisceau ayant un front d'onde hélicoïdal transporte un moment orbital intrinsèque.[Bliokh et al., 2015a]

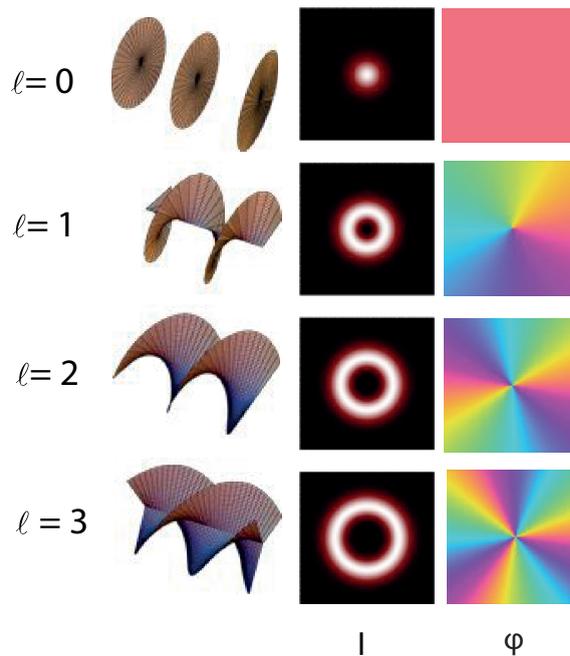


FIGURE 1.9 – Différentes caractéristiques de faisceaux en fonction de leur charge topologique. Représentation des fronts d'onde dans la première colonne, des intensités et la phase dans un plan $z = Cte$ dans les colonnes 2 et 3. Le cas particulier de $l = 0$ est le cas où les fronts d'onde sont plans et le moment orbital interne est alors nul.

Pour illustrer ces propos, prenons comme exemple un faisceau de la forme [Bliokh et al., 2015b] :

$$\mathbf{E} = \frac{E_0(r, z)}{\sqrt{1 + |\chi|^2}} (\mathbf{e}_x + \chi \mathbf{e}_y) e^{ik_z z + il\phi} \quad \text{et} \quad \mathbf{H} = \frac{\mathbf{k}}{\mu_0 \omega} \wedge \mathbf{E} \quad (1.43)$$

Avec l la charge topologique du faisceau et χ le paramètre complexe caractérisant l'état de polarisation de l'onde introduit dans l'équation Eq.1.29. Notons les deux cas où $\chi = 0$ (onde polarisée linéairement selon \mathbf{e}_x) et $\chi = \pm 1$ (onde polarisée circulairement : $\sigma = \pm 1$).

On peut déterminer les grandeurs dynamiques de ce faisceau et on obtient alors :

$$\mathcal{E} = \epsilon_0 |E_0|^2 \quad (1.44)$$

$$\mathbf{p} = \frac{\mathcal{E}}{\omega} \left(k \mathbf{e}_z + \frac{l}{r} \mathbf{e}_\phi \right) \quad (1.45)$$

$$\mathbf{l} = \frac{\mathcal{E}}{\omega} (-rk \mathbf{e}_\phi + l \mathbf{e}_z) \quad (1.46)$$

$$\mathbf{s} = \frac{\mathcal{E}}{\omega} \sigma \mathbf{e}_z \quad (1.47)$$

On voit qu'au niveau local, il apparaît une composante azimutale de quantité de mouvement (selon \mathbf{e}_ϕ) dans ce type de faisceau. Localement, on a donc une rotation de l'onde autour de l'axe de propagation \mathbf{e}_z .

Lorsque nous passons aux valeurs intégrales de ces grandeurs, nous obtenons les résultats suivants :

$$\mathbf{P} \propto \mathbf{k} \quad (1.48)$$

$$\mathbf{L} \propto l \mathbf{e}_z \quad (1.49)$$

$$\mathbf{S} \propto \sigma \mathbf{e}_z \quad (1.50)$$

Et il reste alors dans le bilan un moment angulaire de spin purement longitudinal proportionnel à l'hélicité σ et un moment angulaire orbital intrinsèque purement longitudinal qui est bien proportionnel à la charge topologique l . Le moment angulaire total de ce faisceau est alors purement longitudinal et proportionnel à $(\sigma + l)$.

1.1.4.2/ LA GÉNÉRATION DE MOMENT ANGULAIRE ORBITAL INTRINSÈQUE

Pour générer un moment angulaire orbital, il faut alors cette fois induire un déphasage variant spatialement (ce qui diffère de la génération de spin longitudinal qui nécessite l'induction d'un déphasage local entre les deux composantes orthogonales du champ). En effet, il faut qu'en sortie du système optique utilisé pour générer ce moment, la phase évolue avec la coordonnée azimutale ϕ . Il faut donc que l'onde se propage dans un milieu inhomogène de manière à déphaser spatialement l'amplitude de l'onde. Un milieu transparent isotrope et inhomogène (dont l'épaisseur traversée est fonction de l'angle ϕ [Beijersbergen et al., 1994]) peut former des fronts d'onde hélicoïdaux, et ainsi un moment orbital (voir figure FIG.1.10).

Un cas particulier de milieu extrêmement inhomogène (et électriquement modulable) sont les cristaux liquides. Il est en effet possible de générer du moment orbital en faisant diffracter des faisceaux sur les couches de cristaux liquides [Bazhenov et al., 1990] (appelé SLM pour Spatial Light Modulator).

Nous verrons dans la section 1.2 d'autres moyens de générer des moments orbitaux dans un faisceau.

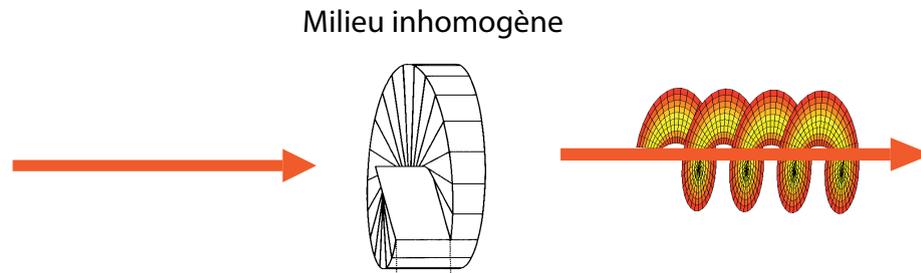


FIGURE 1.10 – Pour générer du moment orbital dans une onde, on peut la faire se propager dans un milieu inhomogène selon la direction \mathbf{e}_ϕ induisant ainsi une courbure du front d'onde.

1.1.4.3/ INTERACTION MÉCANIQUE AVEC LA MATIÈRE

De même que le moment de spin peut être transféré à une particule sous forme de moment de spin mécanique, le moment orbital d'un faisceau peut également être transféré à une particule qui peut alors se mettre en mouvement orbital autour de l'axe de symétrie du faisceau (voir figure Fig.1.11).

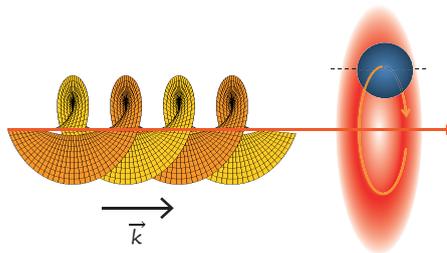
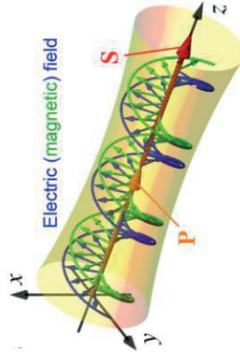
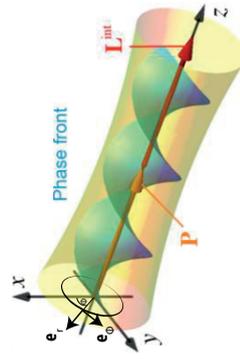
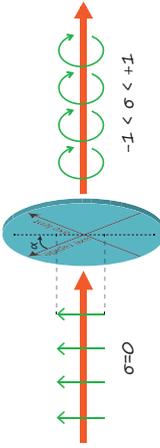
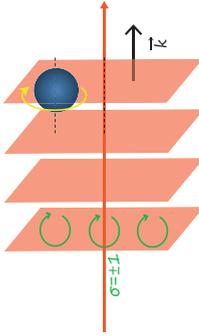
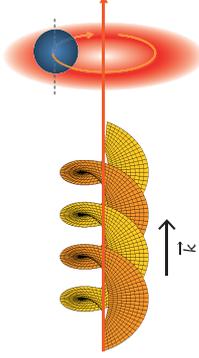


FIGURE 1.11 – Un faisceau contenant un moment orbital peut induire un mouvement orbital autour de l'axe de symétrie du faisceau à une particule.

C'est un des moyens d'observer l'existence d'un moment angulaire orbital intrinsèque dans un faisceau lumineux [O'neil et al., 2002].

Avant de poursuivre ce chapitre avec la présentation d'autres manifestation du moment angulaire de la lumière, on peut noter que les deux moments angulaires intrinsèques longitudinaux, S_z et $L_{int,z}$, ont des comportements différents. La table 1.1 propose un bilan non exhaustif de ces différences.

TABLE 1.1 – Tableau récapitulatif des différentes caractéristiques d'un faisceau transportant un moment angulaire longitudinal de spin et/ou orbital interne.

	Moment angulaire de spin	Moment angulaire orbital
Expression analytique	$\mathbf{s} = \frac{\epsilon_0}{2i\omega} (\mathbf{E}^* \times \mathbf{E})$	$\mathbf{l} = \frac{\epsilon_0}{2i\omega} \sum_{i=x,y,z} \mathbf{E}^{i*} (\mathbf{r} \times \nabla) \mathbf{E}^i$
Faisceau	<p>Le champ est polarisé elliptiquement Il y a un déphasage local entre deux composantes orthogonales du champ</p>  <p>spin maxima pour : $\frac{E_x(r, \phi, z)}{E_y(r, \phi, z)} = e^{i\sigma\frac{\phi}{2}}$ avec $\sigma = \pm 1$</p>	<p>Le front d'onde est hélicoïdal Il y a un déphasage spatial du champ selon la direction azimutale</p>  <p>$\frac{E(r, \phi, z)}{E(r', \phi', z)} = e^{il(\phi - \phi')}$ avec $l = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$</p>
Génération	<p>Traversée d'un milieu anisotrope</p>  <p>Milieu anisotrope</p>	<p>Traversée d'un milieu inhomogène</p>  <p>Milieu inhomogène</p>
Action Mécanique	<p>Peut induire un mouvement de rotation propre à une particule</p> 	<p>Peut induire un mouvement orbital à une particule</p> 

1.1.5/ LE MOMENT ORBITAL EXTRINSÈQUE

La partie extrinsèque du moment orbital est caractérisée par le fait que sa valeur dépend explicitement de la position transverse \mathbf{R} du faisceau.

Une valeur non nulle de ce moment extrinsèque apparaît lorsque le faisceau se propage à une certaine distance de l'origine du système de coordonnées. Ce moment peut varier lorsque le faisceau a une trajectoire courbée ou un changement de direction (c'est à dire que la direction du bilan de moment linéaire \mathbf{P} change) ou alors lorsque que la position du faisceau change.

Son expression est :

$$\mathbf{L}^{ext} = \mathbf{R} \wedge \mathbf{P} \quad (1.51)$$

Avec \mathbf{R} la position transverse du centre du faisceau (cf Fig 1.12).

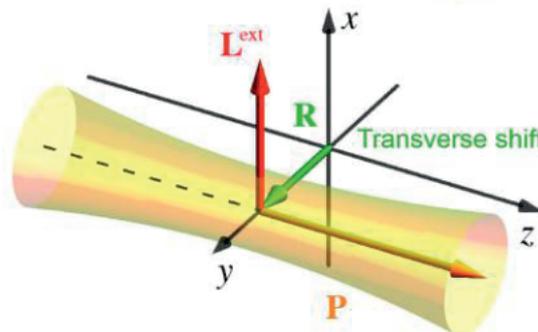


FIGURE 1.12 – Existence d'un moment angulaire orbital extrinsèque lorsque le faisceau se propage à une certaine distance \mathbf{R} de l'origine du repère. Figure tirée de [Bliokh et al., 2015a]

Notons ici que cette partie du moment angulaire est une partie transverse du moment angulaire puisque qu'elle est orthogonale à l'impulsion totale du faisceau. Remarquons également que pour une même position, si le sens de propagation de l'onde est inversée, alors le sens du moment orbital externe est aussi.

Nous ne rentrerons pas ici dans une explication plus détaillée de ce moment orbital extrinsèque. Nous verrons dans la section suivante l'intérêt de prendre cette contribution en compte lorsque l'on fait un bilan de moments angulaires et qu'une partie du moment angulaire se transforme en une autre partie. Nous allons en effet voir dans la section suivante comment le moment local de spin peut, par un couplage spin-orbite [Bliokh et al., 2015a], modifier la structure d'un faisceau en induisant un moment angulaire orbital.

1.1.6/ LE MOMENT DE SPIN TRANSVERSE

Tout ce que nous avons discuté à présent est vrai dans tous les champs de l'optique. Nous avons vu que dans nos discussions sur le moment de spin et sur le moment orbital

interne, les structures des faisceaux considérés ne peuvent contenir que des moments de spin longitudinaux (c'est à dire parallèle à l'impulsion du faisceau).

En nano-optique cependant, les champs ont souvent une structure bien particulière. Les champs électromagnétiques à proximité de surface (*domaine du champ proche*) ont des comportements différents des champs qui se propagent dans l'espace (*domaine du champ lointain*). Le champ proche diffère notamment du champ lointain par le caractère évanescent transverse (c'est à dire que l'onde a une décroissance exponentielle dans une direction perpendiculaire au sens de propagation de l'onde) des ondes localisées aux interfaces [Novotny et al., 2012].

Une onde évanescente est un type d'onde omniprésente en nano-optique et est une solution simple des équations de Maxwell [de Fornel, 2001]. Considérons une onde évanescente se propageant selon le vecteur unitaire \mathbf{e}_z et qui a une décroissance exponentielle dans le demi-espace défini par $x > 0$ (selon le vecteur unitaire \mathbf{e}_x). Une telle onde peut être caractérisée par un vecteur d'onde complexe \mathbf{k} tel que :

$$\mathbf{k} = k_z \mathbf{e}_z + i\kappa \mathbf{e}_x \quad \text{avec} \quad k^2 = k_z^2 - \kappa^2 \quad (1.52)$$

k_z caractérisant la propagation et κ la décroissance exponentielle.

Pour une onde évanescente arbitrairement polarisée, les champs électromagnétiques peuvent s'exprimer sous la forme [Bliokh et al., 2014] :

$$\mathbf{E} = \frac{E_0}{\sqrt{1 + |\chi|^2}} \left(\mathbf{e}_x + \chi \frac{k}{k_z} \mathbf{e}_y - i \frac{\kappa}{k_z} \mathbf{e}_z \right) e^{ik_z z - \kappa x} \quad \text{et} \quad \mathbf{H} = \frac{\mathbf{k}}{\mu_0 \omega} \wedge \mathbf{E} \quad (1.53)$$

avec χ , le paramètre complexe caractérisant l'état de polarisation de l'onde, introduit dans l'équation Eq.1.29.

L'équation de Maxwell Eq.1.2 se traduit ici par la condition :

$$\mathbf{k} \cdot \mathbf{E} = 0 \Leftrightarrow E_z = -i \frac{\kappa}{k_z} E_x \quad (1.54)$$

Ce qui signifie que le champ possède une composante longitudinale E_z , c'est à dire selon sa direction de propagation. Cette composante E_z est alors déphasée de $\frac{\pi}{2}$ par rapport à la composante E_x ce qui indique une rotation du champ dans le plan (xOz) . Cette rotation induit un spin orthogonal à ce plan de rotation, c'est à dire orthogonal à la direction de propagation de l'onde : une onde évanescente transporte un spin transverse.

Pour quantifier cela, déterminons les grandeurs dynamiques de cette onde à partir de l'expression du champ 1.53 :

$$\mathcal{E} = \frac{\epsilon_0}{2} |E_0|^2 e^{-2\kappa x} \quad (1.55)$$

$$\mathbf{p} = \frac{\mathcal{E}}{\omega} k_z \mathbf{e}_z \quad (1.56)$$

$$\mathbf{s} = \frac{\mathcal{E}}{\omega} \left(\sigma \frac{k}{k_z} \mathbf{e}_z + \frac{\kappa}{k_z} \mathbf{e}_y \right) \quad (1.57)$$

$$(1.58)$$

On voit donc que la structure du champ 1.53 possède une quantité de mouvement selon l'axe de propagation \mathbf{e}_z et une densité de spin contenant deux composantes :

- une composante longitudinale selon \mathbf{e}_z parallèle à la quantité de mouvement de l'onde et dépendant de l'état de polarisation (proportionnel à σ).
- une composante transversale selon \mathbf{e}_y perpendiculaire à la direction de propagation et indépendante de l'état de polarisation.

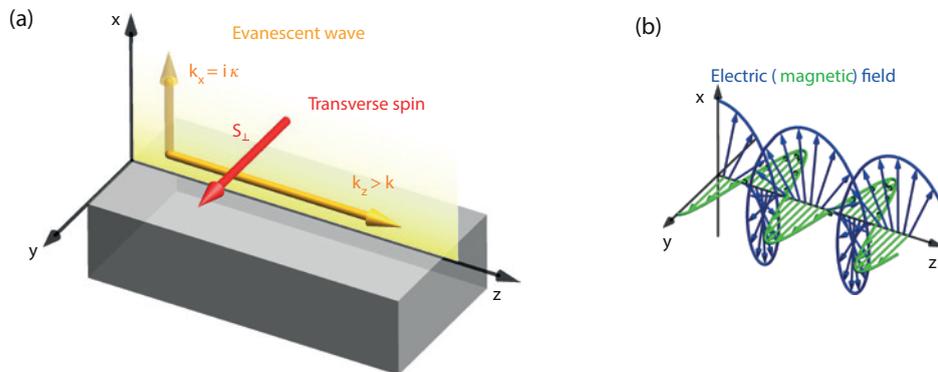


FIGURE 1.13 – (a) Onde évanescente se propageant selon l'axe (Oz) et ayant une décroissance exponentielle selon l'axe (Ox). Ce type d'onde transporte une partie transverse de spin selon (Oy). (b) Comportement des champs électrique et magnétique dans le cas d'une onde évanescente polarisée linéairement. On remarque que la structure évanescente de cette onde génère une rotation du champ électrique dans le plan (xOz). Image tirée de [Bliokh et al., 2014]

De manière plus générale, cette densité de spin transverse \mathbf{s}_\perp peut s'écrire :

$$\mathbf{s}_\perp = \frac{\mathcal{E}}{\omega} \frac{\Re(\mathbf{k}) \wedge \Im(\mathbf{k})}{(\Re(\mathbf{k}))^2} \quad (1.59)$$

Nous retrouvons dans cette expression plus générale que le moment de spin transverse a la propriété remarquable de ne pas dépendre de l'état de polarisation mais du vecteur d'onde \mathbf{k} .

L'existence de ce spin transverse se retrouve également dans les faisceaux fortement focalisés [Neugebauer et al., 2015] où la densité de spin transverse est maximale dans le plan focal et ne dépend pas non plus de la polarisation.

Cette densité de spin transverse apparaît également de manière très claires dans les champs confinés fortement étudiés en nano-optiques [Bliokh et al., 2014] et on peut donc remarquer que la distribution spatiale de l'intensité peut être mise en relation avec l'existence d'un spin transverse. Ceci est une forme "cachée" de couplage spin-orbite qui sera présenté dans la section suivante.

1.2/ L'INTERACTION SPIN-ORBITE DE LA LUMIÈRE

Au cours d'un processus optique, il peut y avoir un couplage entre les moments angulaires de spin et orbital. Par couplage nous entendons le fait que lors de la propagation,

ou de l'interaction avec la matière, la valeur de l'un affecte la valeur de l'autre. Si les mécanismes d'un tel couplage étaient compris, il serait possible de contrôler l'un grâce à l'autre ou encore de convertir l'un en l'autre. Le spin longitudinal étant manipulable facilement à l'aide d'éléments optiques simples (polariseur, lame biréfringente etc....), nous disposons alors d'un nouveau moyen de contrôler les degrés de liberté spatiaux de la lumière que sont la distribution d'intensité et le profil de phase (couplage spin-orbite intrinsèque) ainsi que la direction de propagation de la lumière (couplage spin-orbite extrinsèque).

En optique "macroscopique", nous pouvons presque tout le temps traiter séparément les propriétés de propagation de la lumière (lentille, fibre optique, prisme etc...) et ses propriétés de polarisation (polariseur, lame biréfringente etc...). Par contre à l'échelle de la longueur d'onde de la lumière, ces degrés de liberté deviennent fortement couplés. Il y a alors un double effet possible : la distribution spatiale d'un faisceau peut influencer son état de polarisation, et inversement, l'état de polarisation d'un faisceau peut influencer sa distribution spatiale.

Les premières mises en évidence expérimentales de cette dualité dans le couplage spin-orbite ont été menées avec un couplage entre spin et moment orbital extrinsèque de la lumière. Nous allons les étudier brièvement dans ce chapitre en essayant de comprendre cet effet très visuel. En particulier nous chercherons à identifier comment le moment de spin et la trajectoire d'un faisceau peuvent être reliés. Nous développerons ensuite les notions plus fondamentales de ce couplage spin-orbite avant de nous concentrer, dans les chapitres suivants, sur les couplages qui ont lieu dans le domaine de la nano-optique.

1.2.1/ EFFET SPIN HALL OPTIQUE OU COMMENT LE SPIN PEUT INFLUENCER LA TRAJECTOIRE D'UN FAISCEAU

Comme nous le savons, en optique géométrique la polarisation n'influe pas sur la trajectoire d'un rayon lumineux. Cependant, lorsque nous allons au delà de l'approximation géométrique et que nous prenons en compte des corrections de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde, des perturbations dépendantes de la polarisation apparaissent pour la trajectoire de la lumière. Ces perturbations proviennent du couplage spin-orbite intrinsèque aux équations de Maxwell [Bliokh, 2009].

1.2.1.1/ INFLUENCE DE L'ÉTAT DE POLARISATION LORS D'UNE PROPAGATION CURVILIGNE

Analysons l'expérience illustrée sur la figure Fig.1.14. A l'entrée du cylindre diélectrique transparent, deux faisceaux superposés et identiques, à leur état de polarisation prêt, sont injectés. Au cours de la propagation dans le cylindre, on remarque que les deux faisceaux se séparent spatialement. La trajectoire de ces faisceaux, qui ne diffèrent initialement que par leur valeur de spin longitudinal, est donc dépendante de l'état de polarisation.

On remarque que la trajectoire des faisceaux n'est pas rectiligne mais hélicoïdale (ceci est dû au fait que le cylindre est inhomogène avec un gradient radial de l'indice de réfraction). Le fait que ces faisceaux aient un mouvement de rotation, autour de leur axe de propagation moyen, indique qu'ils possèdent un moment angulaire orbital extrinsèque. Ces deux faisceaux possèdent alors, une fois injectés dans le cylindre, un moment angu-

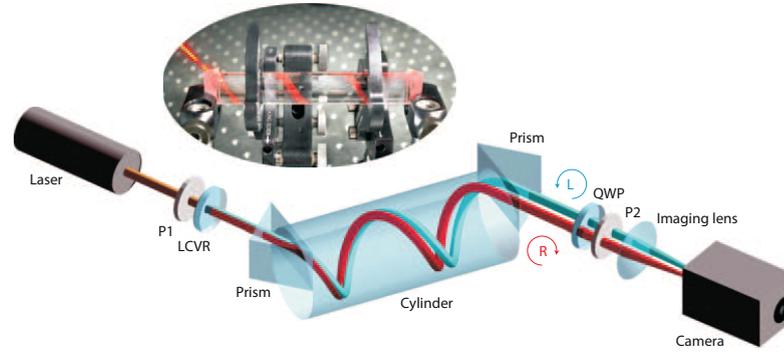


FIGURE 1.14 – Schéma de l'expérience mettant en évidence la différence de trajectoire entre deux faisceaux de polarisation circulaire différentes au cours d'une propagation curviligne. Une photo de l'expérience se situe au dessus du schéma. Tirée de [Bliokh et al., 2008b].

laire total qui est la somme de leur moment de spin et de leur moment orbital extrinsèque :

$$\mathbf{J} = \mathbf{L}^{ext} + \mathbf{S} = \mathbf{R} \wedge \mathbf{P} + \sigma \frac{\mathbf{P}}{\|\mathbf{P}\|} \quad (1.60)$$

Le milieu considéré possédant la symétrie cylindrique et étant non absorbant, le moment angulaire le long de l'axe du cylindre est ici une intégrale première du mouvement.

Le guidage de l'onde se fait par réflexion totale continue le long de la surface du cylindre. La direction du spin change donc au cours de la propagation et pour compenser cela, le moment orbital extrinsèque doit évoluer en sens inverse. Ce changement de direction du spin ayant un signe différent en fonction du signe du spin initial les deux faisceaux se séparent autour d'une trajectoire moyenne.

1.2.1.2/ CHANGEMENT "BRUTAL" DE DIRECTION ET L'EFFET IMBERT-FEDOROV

Une autre démonstration du phénomène de l'effet Hall de spin optique est le déplacement transversal d'un faisceau au cours d'une réfraction où d'une réflexion. Dans le cas d'une réflexion totale, cette déviation du faisceau est appelée effet Imbert-Fedorov (figure Fig.1.15). Bien que prédit par Fedorov en 1955 [Fedorov, 1955] et observé par Imbert depuis 1972 [Imbert, 1972], ce n'est que depuis 2006 [Bliokh et al., 2006] que des calculs corrects, se basant sur l'interaction spin-orbite de la lumière, semblent avoir élucidé l'origine de ce phénomène.

Ce déplacement latéral peut être estimé simplement à l'aide d'argument de conservation de moment angulaire et de conversion spin-orbite extrinsèque.

Le système étant invariant par rotation autour de l'axe (O_z), la composante du moment angulaire total sur cet axe doit être conservée [Landau et al., 1966]. Le moment orbital extrinsèque du faisceau incident est nul d'après le repère choisi ($\mathbf{R} = \mathbf{0}$). Par contre le faisceau réfléchi possède un moment orbital $\mathbf{L}^{ext} \propto \mathbf{r}'_0 \wedge \mathbf{P}'$ dont la projection selon l'axe (O_z) vaut $L_z^{ext'} = -\Delta y k \sin \theta$ (avec k la norme du vecteur d'onde). De même, l'hélicité du faisceau change entre celle du faisceau incident σ et celle du faisceau réfléchi σ' . Le spin de ces deux faisceaux selon l'axe O_z vaut donc $\sigma \cos \theta$ pour le faisceau incident et $\sigma' \cos \theta$

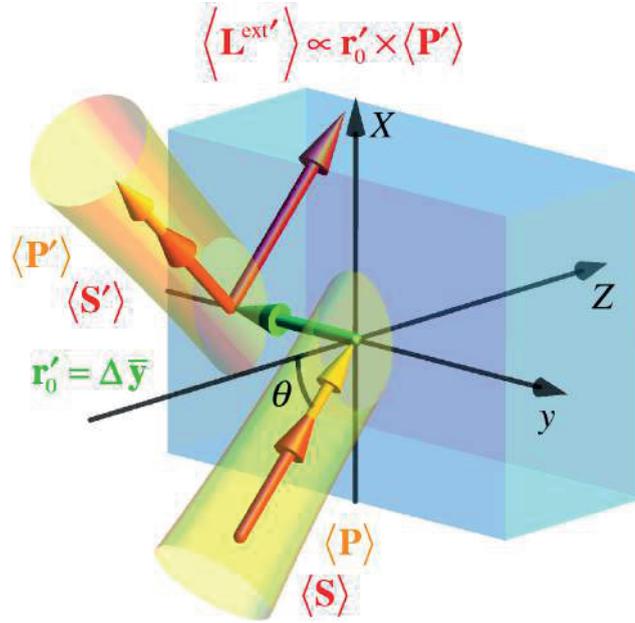


FIGURE 1.15 – Schéma illustrant l'effet Imbert-Federov. Le faisceau réfléchi subit un déplacement latéral $\Delta y = r'_0$ par rapport au faisceau incident. Ce déplacement dépend de l'hélicité des faisceaux incident et réfléchi. Ce phénomène est parfois mis en relief avec l'effet Goos Hanschen pour lequel il est observé dans certaines conditions un déplacement longitudinal du faisceau lors d'une réflexion [Bliokh et al., 2013].

pour le faisceau réfléchi. La conservation de la quantité de mouvement se traduit donc par l'égalité :

$$L_z^{ext} + S_z = L_z^{ext'} + S'_z \Leftrightarrow \sigma \cos \theta = +\Delta y k \sin \theta - \sigma' \cos \theta \quad (1.61)$$

et on en déduit donc aisément la valeur du déplacement transverse Δy :

$$\Delta y = -(\sigma + \sigma') \frac{\cot \theta}{k} \quad (1.62)$$

Ce calcul, effectué pour une onde plane, est bien sûr insuffisant pour le cas général d'un faisceau réel (qui est composé d'une somme d'ondes planes), mais même pour des faisceaux plus complexes, le moment angulaire reste une grandeur conservée dans ce problème [Bliokh et al., 2013].

En 2008, des mesures de l'effet Hall de spin optique, à l'interface entre deux milieux, ont également été menées de manière très précise pour confirmer les prédictions issues de ce même modèle lors de la réfraction de la lumière [Hosten et al., 2008] (voir figure Fig.1.16). Cela a permis de confirmer que l'origine de ces phénomènes était bien une interaction spin-orbite de la lumière.

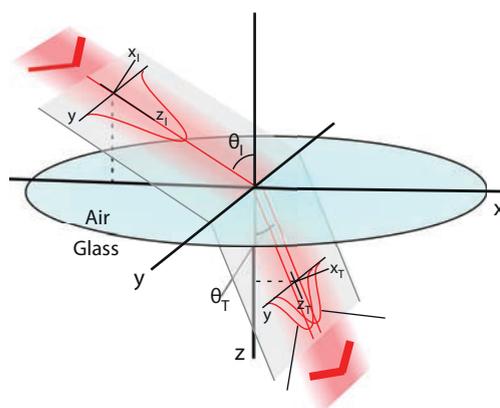


FIGURE 1.16 – Schéma de l'expérience mettant en évidence la différence de trajectoire entre deux faisceaux de polarisations circulaires différentes, au cours d'une réfraction à l'interface d'un prisme.[Hosten et al., 2008]

1.2.2/ SPIN ET ORBITE : LA NOTION DE PHASE GÉOMÉTRIQUE

1.2.2.1/ PROPAGATION NON RECTILIGNE ET RÉFÉRENTIEL TOURNANT.

Dans le cas de l'effet Hall de spin optique, l'origine du couplage spin-orbite, c'est à dire le couplage entre les degrés de liberté de polarisation et spatiaux, est intrinsèque aux équations de Maxwell. Nous allons ici mettre en évidence ce couplage spin-orbite en partant de l'équation de propagation des ondes électromagnétiques issues des équations de Maxwell.

Lors de la propagation dans un milieu diélectrique, les charges liées sont modélisées par la permittivité diélectrique relative ϵ_r du milieu. L'équation de propagation d'une onde électromagnétique, tirée des deux équations de Maxwell rotationnelles (Eq.1.3 et Eq.1.5) est :

$$(\nabla^2 - \frac{n^2}{c^2} \partial_{tt})\mathbf{E} - \nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) = 0 \quad (1.63)$$

avec ∂_{tt} l'opérateur dérivée partielle du second ordre par rapport au temps.

Dans le vide, le dernier terme de cette équation est nul (d'après l'équation de Maxwell Eq.1.2). Or dans un milieu diélectrique, ce n'est généralement pas le cas et l'équation Eq.1.2 s'écrit :

$$\nabla \cdot (\epsilon_r \mathbf{E}) = 0 \quad (1.64)$$

Nous avons déjà vu, dans la section 1.1.6 dédiée au spin transverse, que cette équation nous avait montré le lien entre le confinement spatial de l'onde et l'existence d'un spin transverse (dû à l'existence d'une composante longitudinale du champ électrique). Ceci illustre une forme de couplage spin-orbite qui a lieu pour une onde se propageant à l'interface d'une variation brutale d'indice de réfraction $n = \epsilon_r^2$ entre deux milieux.

Nous pouvons également observer ce qui se passe dans le cas d'un milieu "progressivement" inhomogène, c'est à dire où ϵ_r varie continuellement dans l'espace. Dans ce cas

l'équation Eq 1.64 nous indique que le champ électrique est quasi-transverse dans le cas d'un faisceau collimaté comme c'est le cas ici. Le champ électrique (lié à l'état de polarisation de la lumière) est alors quasi orthogonal au vecteur d'onde \mathbf{k} (lié à l'état spatial de la lumière). Il est alors aisé ici de visualiser le fait que si le vecteur d'onde \mathbf{k} change de direction, alors le champ électrique change également de direction.

Prenons par exemple le cas de la trajectoire hélicoïdale étudiée qualitativement plus haut et illustrée sur la figure Fig.1.14. Le vecteur d'onde étant toujours tangent à la trajectoire, si la trajectoire est courbée, alors la direction du vecteur d'onde change, ce qui induit une rotation du repère local attaché à l'onde.

Par analogie avec la mécanique, cette rotation du système de coordonnées peut être quantifiée par le vecteur "vitesse" de rotation ζ . Par "vitesse" on entend ici non pas un angle par unité de temps, mais un angle par unité de longueur parcourue le long du rayon lumineux. ζ a donc la même dimension que le vecteur d'onde \mathbf{k} .

Dans le cas d'une rotation instantanée du système de coordonnées, la dérivé temporelle ∂_t d'un vecteur se transforme en $\partial_t + \zeta \wedge$ [Lipson, 1990]. Le référentiel attaché au rayon lumineux devient alors non inertiel et l'équation de propagation Eq.1.63, si l'on néglige les termes en ζ^2 et $\partial_t \zeta$, se retrouve alors modifiée ainsi :

$$(\nabla^2 - \frac{n^2}{c^2} \partial_{tt}) \mathbf{E} + 2 \frac{n}{c} \zeta \wedge \partial_t \mathbf{E} - \nabla (\nabla \cdot \mathbf{E}) = 0 \quad (1.65)$$

On reconnaît alors le terme $2 \frac{n}{c} \zeta \wedge \partial_t \mathbf{E}$ bien connu en mécanique classique sous le terme de force inertielle de Coriolis. Rappelons que c'est cette force fictive qui est responsable de la rotation du plan d'oscillation d'un pendule (dit de Foucault) placé dans un référentiel tournant [Landau et al., 1966]. Ici, nous allons voir que ce terme induit une phase dans le système qui a également pour conséquence une rotation du vecteur polarisation (voir section 1.2.2.3).

1.2.2.2/ LA PHASE GÉOMÉTRIQUE

Si l'on continue de négliger la composante longitudinale des champs lumineux, alors $\nabla \cdot \mathbf{E} \approx 0$ et l'équation Eq1.65 devient alors simplement :

$$(\nabla^2 - \frac{n^2}{c^2} \partial_{tt}) \mathbf{E} + 2 \frac{n}{c} \zeta \wedge \partial_t \mathbf{E} = 0 \quad (1.66)$$

En insérant l'expression d'une onde de la forme $e^{i(\omega t - kz)}$, on obtient une équations du seconde degré en k . Dans l'hypothèse adiabatique ($\zeta \ll k$), le développement des solutions à l'ordre un en ζ nous donne la relation de dispersion :

$$k = \frac{n}{c} \omega \pm \zeta_{\parallel} \quad (1.67)$$

avec ζ_{\parallel} la composante longitudinale de ζ . Les deux solutions sont associés à la polarisation circulaire gauche et droite [Lipson, 1990].

On voit donc que le vecteur d'onde se trouve modifié par le terme de Coriolis dû au caractère tournant du référentiel. Il y a donc un gradient de phase supplémentaire qui

apparaît par rapport au terme dynamique $\frac{n}{c}\omega$. Ce terme $\pm\zeta_{\parallel}$, dont le signe dépend du caractère gauche ou droite de la polarisation, nous permet de comprendre la séparation des faisceaux polarisés à gauche et à droite. En effet, le vecteur d'onde étant modifié de manière différentes pour les deux états de polarisation, la trajectoire se trouve alors modifiée différemment pour les deux états de polarisation.

Poursuivons le raisonnement en notant que ce terme $\pm\zeta_{\parallel}$ est également à l'origine d'une phase supplémentaire acquise par le système au cours de la propagation appelée *phase géométrique*. En effet si une onde parcourt une longueur l , alors la phase géométrique $\Phi_G(l)$ acquise au cours de la propagation est de [Bliokh et al., 2008b] :

$$\tilde{\Phi}_G(l) = -\sigma \Phi_G(l) \quad \text{avec} \quad \Phi_G(l) = - \int_0^l \zeta_{\parallel} dl' \quad (1.68)$$

avec σ l'hélicité de l'onde introduit précédemment.

Illustrons cela avec le cas de la propagation hélicoïdale présenté précédemment (Fig.1.14). Lorsque la lumière a parcouru un pas de l'hélice, le référentiel a fait un tour sur lui même et est revenu dans son orientation originale. Dans le cas de l'hélice, on a $\zeta_{\parallel} = \frac{\sin 2\theta}{2r}$ et la longueur parcourue durant un pas est $l = 2\pi \frac{r}{\sin \theta}$ avec r le rayon de l'hélice et θ l'angle constant qu'il y a entre l'axe (Oz) et le vecteur d'onde (tangent à l'hélice). En insérant ces deux grandeurs dans l'expression de la phase géométrique Eq.1.68, on obtient :

$$\Phi_G = -2\pi \cos \theta = \Theta - 2\pi \quad (1.69)$$

avec Θ l'angle solide parcouru par le sommet du vecteur d'onde dans l'espace réciproque (Voir figure Fig.1.17). La phase géométrique acquise par le système est alors égale à cet angle solide à 2π près. Ce résultat est généralisable à d'autres cas que la trajectoire hélicoïdale et a été formulé par Pancharatnam [Pancharatnam, 1956] dans le cadre des interférences (en parlant de l'évolution du vecteur polarisation sur la sphère de Poincaré) et par Berry [Berry, 1984] dans le cadre des systèmes quantiques. Cette phase géométrique est d'ailleurs parfois appelée phase de Berry, phase de Pancharatnam ou encore phase de Pancharatnam-Berry suivant le contexte.

La phase géométrique dépendant de l'état de polarisation et de la valeur de ζ (dont on rappelle qu'il dépend de la trajectoire du rayon, et donc de la direction du vecteur d'onde \mathbf{k} au cours de la propagation), elle fait donc apparaître très clairement le lien entre les degrés de liberté impliqués lors d'un couplage spin-orbite.

Remarque : Bliokh et al. ont montré que la phase géométrique peut également être directement reliée au moment angulaire intrinsèque \mathbf{J}_{int} et au vecteur rotation ζ par la relation [Bliokh et al., 2008a] :

$$\Phi_G = - \int \mathbf{J}_{int} \cdot \zeta dl \quad (1.70)$$

1.2.2.3/ ÉVOLUTION DE L'ÉTAT DE POLARISATION ET THÉORÈME DE PANCHARATNAM

Dans cette section, nous allons étudier les conséquences de cette phase géométrique sur le faisceau qui se propage. Nous utiliserons le formalisme de Jones pour décrire l'état

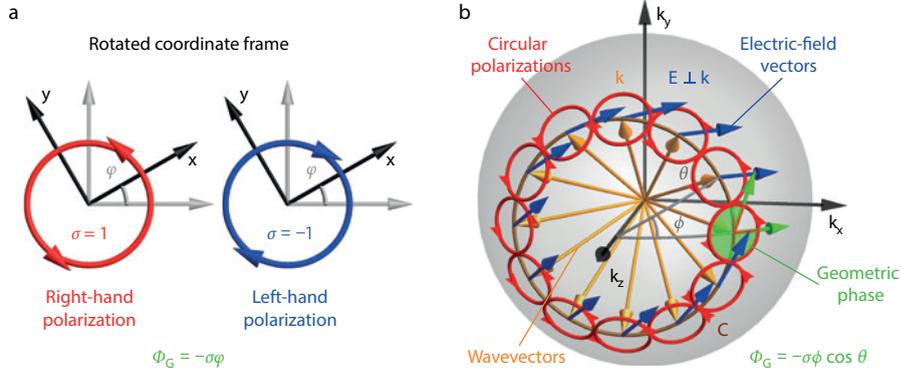


FIGURE 1.17 – (a) Le fait que le système de coordonnées transverse subisse une rotation induit une phase géométrique dépendant de l'hélicité du faisceau. (b) Cas où le système de coordonnées subit une rotation tridimensionnelle. La phase géométrique induite par cette rotation dépend de la trajectoire du vecteur d'onde \mathbf{k} . La phase géométrique est en effet égale à l'hélicité de l'onde multipliée par l'angle solide parcourue par le sommet du vecteur d'onde dans l'espace réciproque.[Bliokh et al., 2015a]

du faisceau. Si l'on se place dans une certaine base (linéaire ou circulaire), le vecteur de Jones $|\psi(l)\rangle$ du champ qui s'est propagé sur une distance l peut s'exprimer en fonction du vecteur de Jones initial $|\psi(0)\rangle$ à l'aide de la matrice d'évolution \mathcal{M}_{base} défini par :

$$|\psi(l)\rangle = \mathcal{M} |\psi(0)\rangle \quad (1.71)$$

La phase géométrique étant directement reliée à l'hélicité de l'onde, ici également nous exprimerons les vecteurs de Jones dans la base $(|D\rangle, |G\rangle)$ dans laquelle la matrice d'évolution \mathcal{M}_{circ} est diagonale.

La composante polarisée droite subit un déphasage de $-\Phi_G$ et celle polarisée gauche un déphasage de $+\Phi_G$. Ajouter une phase au système revient donc ici directement à multiplier la valeur de l'amplitude initiale de chaque composante par le terme exponentiel de phase correspondant. La matrice d'évolution \mathcal{M}_{lin} du vecteur de Jones dans cette base s'exprime alors :

$$\mathcal{M}_{lin} = \begin{pmatrix} e^{-i\Phi_G} & 0 \\ 0 & e^{+i\Phi_G} \end{pmatrix} \quad (1.72)$$

Si nous repassons dans la base des polarisations linéaire $(|H\rangle, |V\rangle)$, on peut déterminer la matrice d'évolution à l'aide de la matrice de passage \mathcal{P} (voir Eq.1.26) :

$$\mathcal{M}_{circ} = \mathcal{P}^{-1} \times \mathcal{M}_{lin} \times \mathcal{P} = \begin{pmatrix} \cos \Phi_G & \sin \Phi_G \\ -\sin \Phi_G & \cos \Phi_G \end{pmatrix} \quad (1.73)$$

On reconnaît alors la matrice unitaire décrivant la rotation d'un vecteur d'un angle Φ_G (la matrice de rotation a été introduite dans l'équation Eq.1.37). L'effet de l'accumulation de cette phase géométrique, dû au terme de Coriolis dans l'équation de propagation, a donc pour effet de faire tourner le vecteur polarisation d'un angle égal à la phase géométrique. Courber la trajectoire a donc pour effet de faire tourner l'axe de l'ellipse d'un angle $\Phi_G(l)$ au bout d'une longueur l de propagation.

Afin de suivre l'évolution de l'état de polarisation, nous pouvons visualiser la trajectoire du vecteur de Stokes normalisé \mathbf{s} sur la sphère de Poincaré. On peut montrer que le vecteur de Stokes satisfait à l'équation différentielle suivante [Bliokh, 2009] :

$$\partial_t \mathbf{s} = \mathbf{\Lambda} \wedge \mathbf{s} \quad \text{avec} \quad \mathbf{\Lambda} = -2\zeta_{\parallel} \mathbf{e}_3 \quad (1.74)$$

avec \mathbf{e}_3 le vecteur unitaire de l'axe S_3 de la sphère de Poincaré (voir figure Fig 1.18).

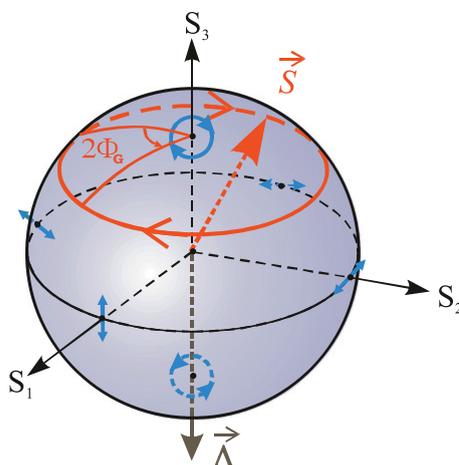


FIGURE 1.18 – Illustration de la précession du vecteur de Stokes sur la sphère de Poincaré le long d'une trajectoire hélicoïdale. Ceci illustre bien le couplage spin/orbite montrant l'influence d'un degré de liberté spatial (liée à la trajectoire ici) sur un degré de liberté interne (l'état de polarisation ici). Image tirée de [Bliokh, 2009].

Ceci décrit un mouvement de précession du vecteur autour de l'axe Nord-Sud de la sphère de Poincaré (voir figure Fig 1.18) à une "vitesse angulaire" qui vaut deux fois la vitesse angulaire de rotation du référentiel. La sphère de Poincaré étant unitaire ici, l'aire décrite par le contour formé par le sommet du vecteur de Stokes au cours d'une période de précession est donc égale à deux fois la phase géométrique accumulée sur ce cycle. Cette observation est alors très pratique : si nous pouvons suivre l'état de polarisation d'une onde au cours d'une propagation, alors nous pouvons, en représentant cette évolution sur la sphère de Poincaré, en déduire la phase géométrique acquise par le faisceau au cours de cette propagation.

En effet, on peut tirer des équations Eq1.69 et Eq1.74 le théorème plus général de Pancharatnam [Pancharatnam, 1956] : la phase géométrique acquise par le faisceau lumineux Φ_G au cours d'une évolution cyclique (c'est à dire une évolution l'état de polarisation à l'état initial et à l'état final sont identique) est égale à la moitié de l'aire Ω de la surface géodésique délimitée par la trajectoire de l'état de polarisation sur la sphère de Poincaré entre ces deux états. Ceci se traduit par la relation mathématique simple :

$$\Phi_G = \frac{\Omega}{2} \quad (1.75)$$

illustrée sur la figure Fig.1.19

Cette relation simple entre ces deux grandeurs Ω et Φ_G permet de visualiser qualitativement et prédire quantitativement les effets de ce couplage.

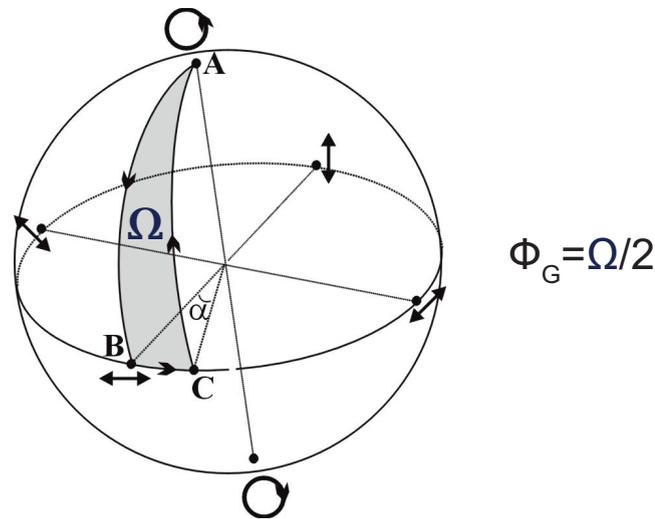


FIGURE 1.19 – Illustration du théorème de Pancharatnam. Un faisceau dont l'état de polarisation suit une trajectoire fermée sur la sphère de Poincaré acquiert une phase géométrique Φ_G de valeur égale à la moitié de l'aire Ω enfermée par la trajectoire.

1.2.3/ MANIPULATION DE LA PHASE GÉOMÉTRIQUE POUR LA CONVERSION SPIN-ORBITE

1.2.3.1/ CONVERSION SPIN-ORBITE À L'AIDE D'ASSEMBLAGES D'ÉLÉMENTS ANISOTROPES

Nous avons déduit le théorème de Pancharatnam en essayant de comprendre comment les degrés de liberté de polarisation et les degrés de liberté spatiaux étaient connectés entre eux. Nous en avons déduit qu'une phase géométrique pouvait être induite dans un système pouvant modifier l'état de polarisation d'une onde. Rappelons que l'évolution de la phase locale dans un système est caractérisée par le vecteur d'onde \mathbf{k} (voir Eq.1.21). Ajouter une phase géométrique différente en différents points du front d'onde revient à ajouter un terme supplémentaire au vecteur d'onde (Voir Eq.1.67). On peut donc en tirer une idée aussi belle qu'évidente au vu de ce théorème : en modifiant l'état de polarisation du faisceau lumineux, nous pouvons modifier la direction du vecteur d'onde (local) de la lumière.

Ceci est à la base de la conversion spin-orbite à l'origine de la génération de faisceaux contenant du moment orbital, et également permettant de diriger préférentiellement des faisceaux polarisés circulairement.

La méthode la plus connue pour changer l'état de spin d'une particule est celle présentée dans la section précédente : l'utilisation de milieux anisotropes tels que les cristaux (ou cristaux liquides). Si le milieu est homogène, alors comme on l'a vu précédemment, seule la valeur du spin est changée après interaction avec le milieu. Si cette fois l'orientation des éléments anisotrope est inhomogène, alors une phase géométrique différente peut être donnée aux différents rayons se propageant en différents points du milieu. En effet, le vecteur de Stokes de chaque rayon ne suivra pas le même trajet sur la sphère de Poincaré et la phase géométrique induite sera alors différente (Voir figure Fig.1.20).

La manière dont nous avons énoncé le théorème de Pancharatnam précédemment était

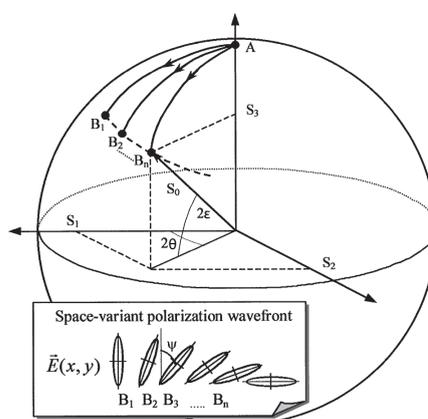


FIGURE 1.20 – Cas où les différents rayons de l'onde initiale (dont les vecteurs de Stokes initiaux sont égaux et sont représentés par le point A) parcourent des chemins différents sur la sphère de Poincaré. La propagation dans le milieu anisotrope et inhomogène modifie différemment l'état de polarisation de chaque rayon. En sortie de ce système optique, l'état de polarisation final de chaque rayons sera alors différent (les vecteurs de Stokes finaux sont différents et sont représentés par les point B_n sur la sphère).

appliquée au cas d'un seul rayon qui revenait dans le même état de polarisation après une modification continue de son état de polarisation au cours de la propagation. C'est cette condition qui nous permettait en effet d'avoir une surface fermée et qui permettait de calculer ainsi la phase géométrique acquise par le système. Dans le cas de plusieurs rayons, comme c'est le cas que nous traitons ici, il n'y a pas besoin de revenir dans l'état initial pour avoir une surface fermée. En effet, le théorème de Pancharatnam peut également être formulé ainsi : si deux ondes ayant le même état initial et final de polarisation suivent des trajectoires différentes sur la sphère de Poincaré, alors leur différence de phase géométrique est égale à la moitié de l'aire Ω enfermée par leurs deux trajectoires.

Il est donc important qu'à la fin de la propagation dans ces systèmes optiques, appelés éléments optique de phase de Pancharatnam-Berry [Bomzon et al., 2002], chaque rayon de l'onde finale se retrouve dans le même état de polarisation. Le front d'onde se trouve alors modifié par les gradients de phase géométrique induits sur chaque rayon du faisceau. Le principe de ces systèmes optiques est illustré sur la figure Fig.1.21.

De nombreux systèmes optiques basés sur ce principe de manipulation de la phase géométrique commencent à voir le jour. Avec ce type de structure, il est par exemple possible de générer des vortex optiques [Marrucci et al., 2006](Fig.1.22 (a)), des lentilles contrôlables par l'état de polarisation en entrée [Hasman et al., 2003](Fig.1.22 (b)) ou encore des réseaux qui séparent les polarisations circulaires gauche et droite (Fig.1.22 (c)), etc.

Nous ne rentrerons pas dans les détails de la structuration des motifs anisotropes car cela sort du cadre de cette thèse. Mais il est intéressant de savoir que ces éléments optiques peuvent être générés directement par un dispositif à cristaux liquides.

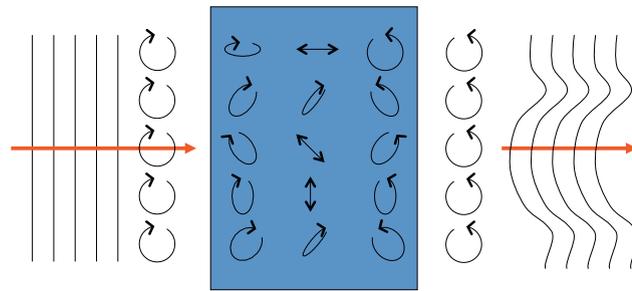


FIGURE 1.21 – L'état de polarisation en chaque point de l'onde initiale et finale est identique. Par contre, chaque rayon est passé par des états de polarisation différents et la phase géométrique acquise est différentes pour chaque rayon. Ceci permet de modifier alors le front d'onde par ce couplage spin-orbite qui intervient dans la propagation dans ces éléments optiques de phase de Pancharatnam-Berry.[Marrucci et al., 2006]

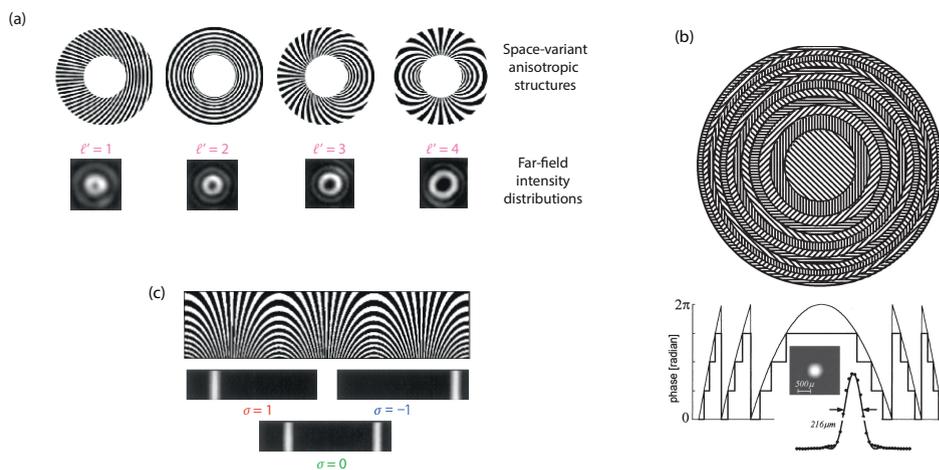


FIGURE 1.22 – Différentes applications des éléments optiques de phase de Pancharatnam-Berry. (a) Les q-plates : On peut générer des vortex optiques de différentes charges topologiques en modifiant l'état de polarisation initiale ou la distribution des éléments anisotropes. (b) Lentille contrôlable par l'état de polarisation initiale. Cette expérience, menée avec un faisceau laser de longueur d'onde $10,6 \mu\text{m}$ de diamètre initial 10 mm , a montré que cet élément était divergent pour une polarisation circulaire gauche et convergente pour une polarisation circulaire droite. (c) Réseau blazé qui permet de séparer les composantes circulaire gauche et circulaire droite de la lumière incidente.

1.2.3.2/ CONVERSION SPIN-ORBITE À L'AIDE DE NANO-STRUCTURES MÉTALLIQUES

L'objectif de cette thèse est de manipuler, par couplage spin-orbite dans des nanostructures métalliques, le champ proche de la lumière (et non le champ lointain). Dans cette section, nous présenterons alors de manière très succincte les applications liées à la manipulation des caractéristiques d'un faisceau en champ lointain à l'aide du couplage spin-orbite dans les nanostructures métalliques. Nous nous intéresserons essentiellement aux principes physiques sous-jacents pour nous permettre de rentrer efficacement dans le cœur du sujet sans digresser. Le lecteur intéressé par plus de détails ou une présentation plus exhaustive de ces applications en champ lointain pourra alors consulter les articles cités dans cette section.

Une structure métallique est une structure localement polarisante. Les équations de Maxwell imposent en effet que pour un métal parfait le champ électrique soit perpendiculaire à la surface du métal. Imaginons maintenant une structure avec deux surfaces métalliques parallèles. Si les deux surfaces sont assez proches, alors seule la composante perpendiculaire aux surfaces peut être transmise. En structurant de telles surfaces métalliques, il est alors possible de manipuler l'état de polarisation d'une onde incidente afin de générer des gradients de phases géométriques dans une onde interagissant avec ces surfaces.

En 2008, il y a eu une expérience menée afin de vérifier les prédictions théoriques de la génération d'une phase géométrique dans un système plasmonique excité par une onde polarisée circulairement. Cet effet a été obtenu en courbant les réseaux couplant le champ incident aux plasmons de surface [Bliokh et al., 2008a]. Les plasmons, continûment générés sur chaque portion angulaire du réseau (Voir figure FIG.1.23), étaient alors tous déphasés entre eux d'une phase géométrique égale à $\sigma\phi$ avec ϕ la coordonnée polaire angulaire. Ce déphasage dépend du caractère gauche ou droit de la polarisation circulaire.

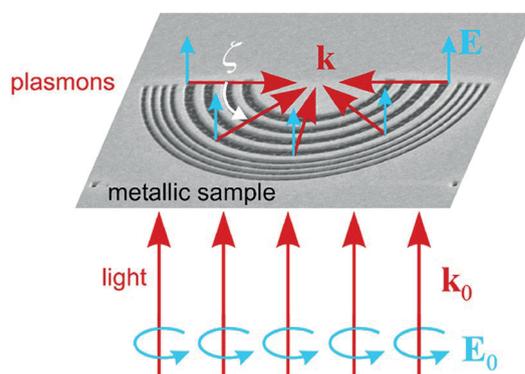


FIGURE 1.23 – Lorsqu'une onde plane polarisée circulairement éclaire un réseau métallique courbé, une phase géométrique est induite aux plasmons de surfaces générés. La distribution d'intensité des plasmons dépend alors de l'état de polarisation de l'onde incidente.[Bliokh et al., 2008a]

Cet effet est dû à l'aspect hautement polarisant des nanostructures métalliques. En jouant sur la géométrie de ces structures, il est en effet possible de manipuler la phase du champ électromagnétique interagissant avec lui. Ce couplage spin-orbite a lieu lorsque le faisceau interagit avec le métal et il a été montré qu'il est possible de générer des vortex optiques en champ lointain avec des ouvertures métalliques courbées [Brasselet et al., 2013] (voir figure Fig.1.24).

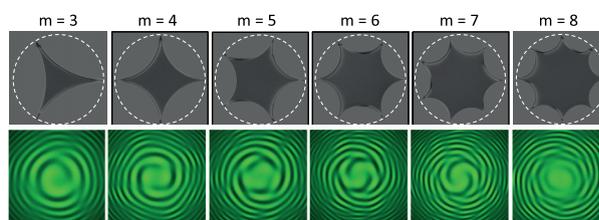


FIGURE 1.24 – La structuration d'ouvertures avec des fentes en forme d'arc de cercles permet de générer des vortex optiques.[Brasselet et al., 2013]

La nano-optique nous permet d'aller encore plus loin dans le contrôle de la phase op-

tique car nous pouvons, à une échelle sub-longueur d'onde, fabriquer différentes nanostructures que nous pouvons disposer également selon des géométries différentes. En nanostructurant, il est alors possible d'obtenir des éléments anisotropes et inhomogènes, comme présentés dans la section précédente pour l'infrarouge, mais cette fois à l'échelle nanométrique pour le domaine de l'optique visible.

Le fait de pouvoir créer des nanostructures isotropes ou non permet de manipuler la phase géométrique de manière différente (Voir figure Fig.1.25). En effet l'évolution du repère local dépend de deux aspects : l'anisotropie de la nanostructure élémentaire et l'arrangement des ces nanostructures élémentaires entre elles.

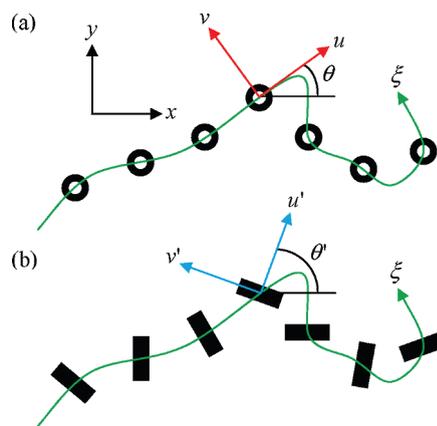


FIGURE 1.25 – La phase géométrique dépend des rotations du référentiel local de l'onde. (a) La rotation du référentiel dépend de la disposition des nanostructures. (b) lorsque les nano-éléments sont anisotropes, la rotation du référentiel dépend aussi de l'orientation de ces éléments. Image tirée de [Shitrit et al., 2011].

Nous pouvons donc profiter de cette double dépendance pour générer de nombreux types d'éléments optiques. La double étude de la nanostructure élémentaire et des dispositions de ces nanostructures élémentaires est alors essentielle. Parmi toutes les nanostructures possibles, on peut prendre l'exemple de celle coaxiale (isotrope) et de la fente (anisotrope, et notons au passage qu'en choisissant les bonnes dimensions pour une fente, celle-ci peut agir comme une lame quart d'onde [Chimento et al., 2011, Chimento et al., 2012]). Il a en effet été montré [Shitrit et al., 2011] que si l'on disposait ces nanostructures élémentaires circulairement (voir figure 1.26), il était possible d'obtenir des vortex de charges topologiques différentes selon la structure élémentaire utilisée (et son orientation en cas de structure anisotrope).

Les structures proposées ici possèdent toutes un plan de symétrie. Il a cependant été montré qu'il est également possible de faire des structures chirales (par exemple en forme d'hélice) afin de générer des vortex optiques [Gorodetski et al., 2013, Zilio et al., 2012].

La nanostructuration de films métalliques permet donc de contrôler les degrés de liberté spatiaux d'un faisceau lumineux par l'intermédiaire d'un couplage spin-orbite. Une surface métallique étant localement polarisante, le contrôle de la polarisation se fait alors par courbure de ces surfaces. Cette thèse s'inscrit dans ce champ de recherche en se focalisant sur la manipulation du champ proche optique.

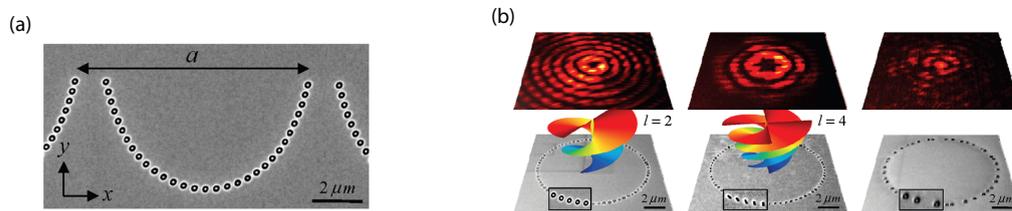


FIGURE 1.26 – (a) En formant un réseau nanostructuré courbé, il est possible de dévier dans des directions différentes un faisceau incident polarisé circulairement à gauche ou à droite. (b) En disposant régulièrement des nanostructures le long d'un cercle, il est possible de générer des vortex optiques dont la charge dépend de la géométrie de l'élément unique, de son orientation ainsi que de sa périodisation. La figure à droite montre qu'il n'y a pas de vortex créé si les éléments ne sont pas régulièrement répartis.[Shitrit et al., 2011]

CONCLUSION DE LA PARTIE I

Dans cette première partie, nous avons introduit dans un premier temps les différentes composantes du moment angulaire d'une onde et leur "signe(s)" caractéristique(s). En effet, nous avons associé le moment de spin d'une particule à la rotation locale du vecteur champ électromagnétique d'une onde. Dans un milieu homogène, le champ électromagnétique étant transverse, le spin est essentiellement longitudinal (c'est à dire proportionnel à la quantité de mouvement de l'onde). Le moment orbital intrinsèque d'une onde est associé à la courbure des fronts d'onde qui dans l'espace ont l'apparence d'une hélice. Les faisceaux transportant du moment orbital intrinsèque sont alors des vortex de charge topologique l ayant au centre une intensité nulle. L'existence d'un moment orbital est alors dû à une structuration spatiale de l'onde (mettant en jeu les degrés de liberté spatiaux) alors que le moment de spin est dû à un état local de l'onde (mettant en jeu les degrés de liberté de polarisation de l'onde). Le caractère spatial du moment orbital extrinsèque d'une onde est encore plus évident car sa définition dépend explicitement de deux grandeurs macroscopiques spatiales du faisceau : sa position et sa quantité de mouvement.

Le couplage spin-orbite a lieu dans les cas où les degrés de liberté spatiaux et de polarisation ne peuvent plus être traités indépendamment et que l'on ne peut plus négliger leur couplage. Le premier exemple que nous avons présenté d'une telle interaction polarisation-espace est l'existence d'une composante transverse du spin dans les ondes évanescentes (qui présente une forte décroissance transversale exponentielle). Le couplage spin-orbite dans les champs localisés se retrouve également dans le cas de diffusion sur une nanoparticule ou dans le cas de forte focalisation d'un faisceau. Nous présenterons cela dans le chapitre 3.

Nous avons ensuite mis en évidence le lien existant entre le couplage spin-orbite et la génération de phase géométrique, s'additionnant à la phase dynamique, dans un système ayant un repère local tournant. Cette phase a pour effet de modifier l'état de polarisation de l'onde et dépend de la courbure spatiale de la lumière.

Nous avons également montré qu'il est possible de faire l'opération inverse, c'est à dire contrôler l'état de polarisation de la lumière pour ainsi modifier les caractéristiques spatiales d'un faisceau. Les applications présentées dans ce chapitre font partie du domaine

des cristaux liquides mais nous présenterons dans le chapitre 2 les possibilités qu'offre la nanooptique métallique dans l'exploitation des couplages spin-orbites.

Nous n'avons présenté dans cette partie que très peu les échanges de moments angulaires entre la lumière et la matière. Nous verrons dans le chapitre 3 que cette interaction ne se réduit pas aux actions mécaniques introduites dans ce chapitre.

Cette partie avait donc pour objectif d'introduire le couplage spin-orbite observable en optique macroscopique. Dans la partie suivante, nous allons entrer plus profondément dans le domaine de la nano-optique avec la structuration de matériaux plasmoniques.

EXCITATION UNIDIRECTIONNELLE DE MODE PLASMONIQUES GUIDÉS ET APPLICATION À L'ADRESSAGE SÉLECTIF DE NANOANTENNES

La plasmonique est une des clefs pour propager et confiner la lumière à l'échelle nanométrique et nous permet de contrôler l'interaction lumière-matière dans des architectures ultra-compactes [Novotny et al., 2012]. Les guides d'ondes plasmoniques ont ouvert la voie à l'ultra-miniaturisation des circuits photoniques [Ebbesen et al., 2008] tandis que le développement des nano-antennes plasmoniques ont permis de confiner et d'exalter la lumière dans de tout petits volumes, ce qui permet de mieux maîtriser l'interaction lumière-matière à l'échelle nanoscopique [Novotny et al., 2011].

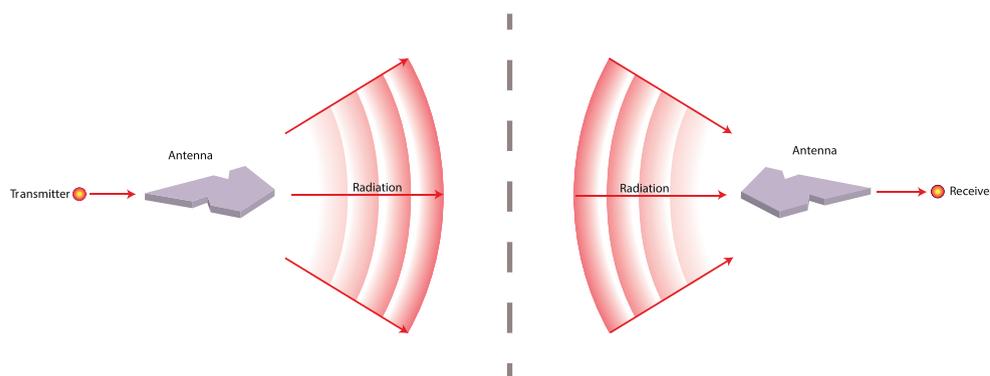


FIGURE 2.1 – Une nano-antenne peut servir soit d'émetteur de lumière (à gauche) soit de récepteur (à droite). Les flèches rouges indiquent le flot d'énergie. Tiré de [Novotny et al., 2011].

Les nano-antennes (Fig. 2.1) sont les analogues des antennes radio/télévision que l'on connaît tous mais adapté aux hautes fréquences "optiques" (donc aux longueurs d'onde submicroniques). Ces antennes optiques permettent en effet de convertir l'énergie du champ lointain pour la convertir en énergie localisée et vice versa (voir figure 2.1), mais pas seulement. Elles permettent également de contrôler l'émission de la lumière (directivité, confinement, etc) ce qui permet un interfaçage complet du monde macroscopique et nanoscopique d'un point de vue optique. En jouant sur la géométrie, la taille, la dispo-

sition et l'association des nano-antennes, il est alors possible de manipuler la lumière à l'échelle nanométrique ce qui ouvre de nombreuses perspectives dans le domaine des capteurs, de l'émission de lumière et de la photodétection [Novotny et al., 2011].

Il y a cependant une différence essentielle entre les nano-antennes optiques et les antennes basses fréquences : aux échelles de longueurs d'ondes sub-microniques, les métaux "résonnent" et sont absorbants : cela se manifeste par l'existence des plasmons [Raether, 1988, Barnes et al., 2003]. Ceci a pour effet d'exalter l'interaction lumière-matière au coeur de la nanoantenne que l'on peut contrôler à l'aide de la géométrie de la nano-antenne [Giannini et al., 2011]. De nombreux types de nano-antennes existent et sont maintenant réalisable à l'aide des technologies avancées de gravure par faisceau d'ions focalisé (FIB) ou par faisceau d'électrons focalisés [Biagioni et al., 2012] (voir figure 2.2).

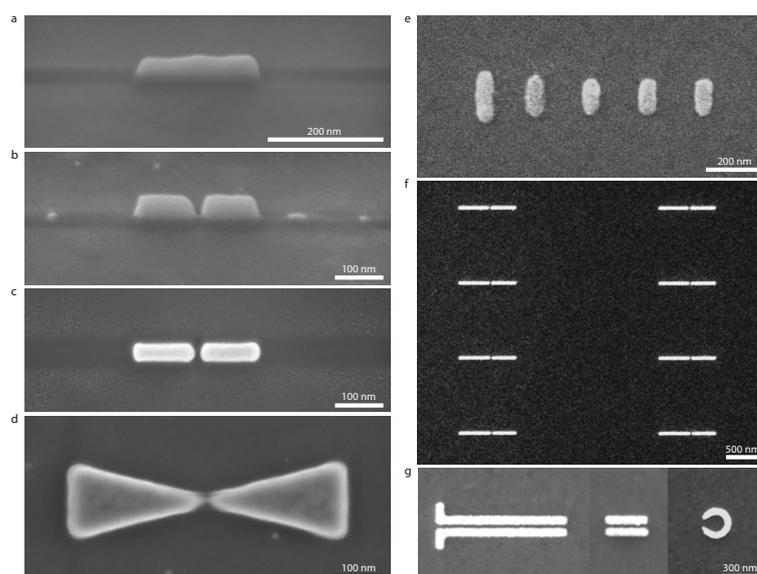


FIGURE 2.2 – Quelques exemples de nano-antennes. Sur les images (a) (nano-antenne dipolaire de type "rod"), (b)(c) (nano-antennes dipolaire à gap) et (d) (nano-antenne de type bowtie) sont représentées différentes nano-antennes fabriquées à l'aide de dispositif à FIB (Faisceau d'ions focalisés). La taille du gap des antennes des images (b) et (c) est de l'ordre de la dizaine de nanomètre. (e) la nano-antenne de type Yagi-Uda dipolaire. (f) Antennes à gap distribuées. (g) Guide d'onde plasmonique couplé à une nano-antenne, et à droite, un nano-résonateur de type boucle. Les structures de (e) à (g) ont été fabriquées par lithographie électronique. Images tirées de [Novotny et al., 2011].

Le contrôle indépendant de deux nano-antennes est possible si ces nano-antennes possèdent des réponses optiques différentes pour différents état de polarisations linéaires ou différentes longueurs d'onde d'excitation [Novotny et al., 2011]. Cependant pour deux nano-antennes identiques et de même orientation, il n'existe pas à notre connaissance de méthode pour les exciter sélectivement et de manière réversible. L'objectif de cette partie de cette thèse est d'apporter une solution à ce problème (Voir Fig. 2.3).

Afin de répondre à ce manque, nous proposons d'adapter le schéma classique utilisé en basses-fréquences (voir Fig. 2.4), c'est à dire générer le signal "utile" à distance des nano-antennes et leur transmettre à l'aide de guides (des fils métalliques dans le cadre des basses fréquences). Pour adresser sélectivement une des deux antennes, il "suffit"

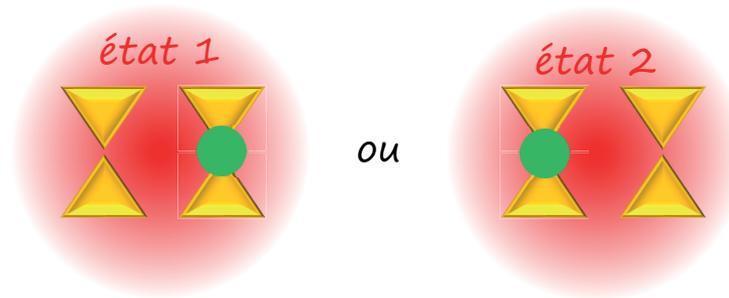


FIGURE 2.3 – L'objectif de cette partie de la thèse est de proposer une solution pour exciter sélectivement une seule de deux nanoantennes rigoureusement identiques et de même orientation. Le choix de la nanoantenne excitée est fait par contrôle en champ lointain de l'état du faisceau incident.

alors d'avoir un interrupteur qui permet d'aiguiller le signal soit vers le guide allant vers l'antenne 1, soit vers un guide allant vers l'antenne 2. Le défi que nous avons alors relevé dans le cadre de cette thèse est de créer un "interrupteur" optique nanométrique contrôlable en champ lointain. Afin de permettre cette excitation unidirectionnelle de modes guidés, il faut briser la symétrie droite-gauche du guide d'onde en tirant parti de l'interaction lumière-matière dans la zone d'excitation des modes guidés.

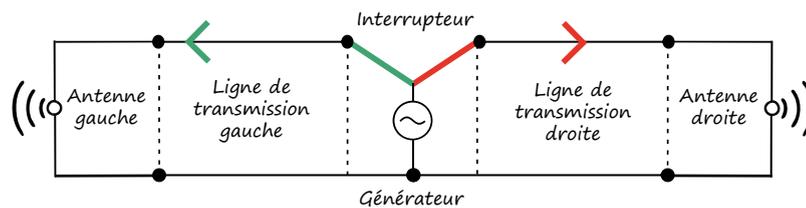


FIGURE 2.4 – Schéma de principe de l'adressage sélectif d'antennes dans le domaine des basses fréquences. Un générateur est situé à distance des antennes et l'énergie est guidée vers les antennes par des fils métalliques. L'adressage sélectif se fait à l'aide d'un interrupteur qui permet le couplage du générateur à une des deux lignes de transmissions.

Comme on peut le remarquer sur les figures 2.2 (g) et 2.13, il est possible d'associer un guide d'onde plasmonique à une nano-antenne afin de lui adresser l'énergie en champ proche. Nous utiliserons alors ce type de guide dans notre structure pour adresser le signal à la nano-antenne et que nous allons présenter dans ce chapitre. L'interrupteur nanométrique que nous proposons dans cette thèse est basé sur un couplage spin-orbite, générant une phase géométrique dans la courbure d'un guide plasmonique, permettant de privilégier une direction de propagation sur les deux disponibles. Au delà de proposer une voie nouvelle vers l'unidirectionnalité, le fait d'avoir un mécanisme se basant sur la génération d'une phase géométrique dans tout le virage permet d'exciter une "large" zone du guide. En effet cela permet en effet de :

- miniaturiser les structures car l'on peut se permettre d'éclairer une large zone de la structure.
- maîtriser le couplage en agissant sur la forme géométrique de la structure. Cela permet donc un contrôle supplémentaire de l'interaction par modelage du guide.

Ces deux spécificités sont dues au fait que notre mécanisme est basé sur un couplage

entre le spin de la lumière incidente et le moment orbital extrinsèque du mode guidé dans la courbure. Ce couplage est en effet exploitable au niveau de la plasmonique car nous pouvons induire des courbures de guide de l'ordre de la longueur d'onde du mode (sub-micronique), ce qui permet de générer des moment orbitaux extrinsèque aux excitations élémentairese des modes guidés de l'ordre de grandeur du moment de spin des photons incidents.

L'objectif de ce chapitre est de présenter cette nouvelle méthode d'excitation de mode unidirectionnelle de manière complète (modélisation théoriques, simulations numériques, application à l'adressage sélectif de nano-antennes et démonstration expérimentale). Après une présentation de l'état de l'art sur l'excitation unidirectionnelle de modes guidés, nous présenterons les principes physiques de notre méthode sur des structures métalliques. Nous allons exposer les moyens de générer une phase géométrique dans ces structures et comment l'appliquer à l'excitation unidirectionnelle de modes guidés. Les résultats numériques, visant à vérifier la faisabilité de notre méthode et à optimiser les paramètres, seront ensuite présentés avec l'application à l'adressage de nano-antennes. Pour démontrer l'apport tehchnologique de nos travaux, la nano-antenne que nous avons choisi est de type coaxiale [Moreau et al., 2003, Baida et al., 2006, Saleh et al., 2012]. En effet cette géométrie de nano-antenne n'est pas sensible à la direction de polarisation et il est donc impossible de discriminer deux antennes de même taille pour l'excitation sélective de manière classique. Nous passerons ensuite à la démonstration expérimentale du mécanisme en adressant sélectivement deux nano-antennes en bout de guides. Enfin, nous présenterons le modèle analytique du mécanisme d'excitation unidirectionnelle que nous avons construit sur la base d'un couplage spin-orbite en prenant en compte le caractère spatialement inhomogène du faisceau exciteur.

2.1/ ÉTAT DE L'ART SUR L'EXCITATION UNIDIRECTIONNELLE

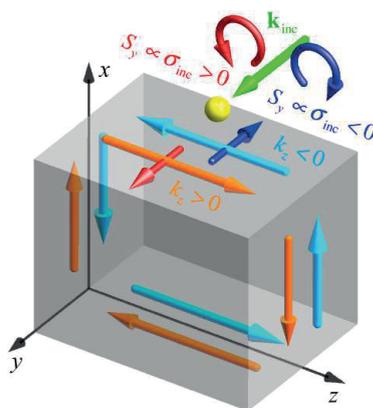


FIGURE 2.5 – Deux modes évanescents qui se propagent dans deux directions opposées possèdent des moments de spin transverse opposés. En venant coupler un faisceau incident possédant un moment de spin longitudinal à l'aide d'un diffuseur, il est alors possible de n'exciter qu'un des deux modes contrapropagatifs de la structure. Image tirée de [Bliokh et al., 2015a].

Récemment, des configurations permettant d'obtenir une propagation unidirectionnelle ont été mis en évidence. Alors que certaines se basent simplement sur un couplage des

vecteurs d'onde linéaires [Rodriguez-Fortuno et al., 2014a], d'autres mettent à profit le couplage entre le spin longitudinal du faisceau incident et le spin transverse des modes. En effet, comme nous l'avons vu au chapitre précédent, une onde évanescente possède un moment de spin transverse dont la direction dépend de la direction de propagation 1.1.6. On a alors $S_{y,droite} = -S_{y,gauche}$ (Fig. 2.5) et la symétrie droite-gauche est alors brisée en venant exciter les modes avec un faisceau comportant un moment de spin longitudinal $S_{inc} \propto \sigma_{inc}$ qui se superpose au moment de spin transverse du mode évanescent qui se propage dans la direction que l'on souhaite exciter. Ce mode de couplage spin-spin réalisé par l'intermédiaire d'un diffuseur (exemples sur la figure Fig. 2.6), qui est a priori applicable à tout type de modes propagatifs évanescents, a été démontré avec des plasmons de surface [Rodriguez-Fortuno et al., 2013, Lin et al., 2013, Mueller et al., 2014], dans des guides d'ondes à cristaux photoniques [Le Feber et al., 2015], dans des méta-matériaux [Kapitanova et al., 2014] ainsi que dans des nano-fibres diélectriques [Petersen et al., 2014, Mitsch et al., 2014]. Des résultats mettant en jeu une directionnalité contrôlée par l'état de polarisation linéaires du faisceau incident ont été également rapportés [Rodriguez-Fortuno et al., 2014b]. A notre connaissance, les meilleurs résultats expérimentaux obtenus pour l'unidirectionnalité (définie plus loin par l'Eq. 2.43) sont de 94 % [Petersen et al., 2014].

A l'exception du cas des cristaux photoniques (mais dont l'unidirectionnalité obtenue ne dépassent pas 80 % et qui requiert un contrôle nanoscopique de la position de l'excitation), tous les travaux présentés ci-avant sont limités par la diffraction et semblent difficilement adaptable à l'adressage de nano-antennes plasmoniques. De plus il semble compliqué d'adapter ces principes à des échelles plus petites car ils nécessitent un diffuseur pour coupler localement le faisceau incident au mode guidé ce qui constitue un vrai défi technologique à l'échelle sub-longueur d'onde.

Comme nous allons le voir, le mécanisme que nous proposons permet d'atteindre des échelles bien plus petites en casant la barrière de la diffraction tout en permettant une unidirectionnalité plus élevée.

2.2/ UNIDIRECTIONNALITÉ PAR GÉNÉRATION D'UNE PHASE GÉOMÉTRIQUE DANS UN NANO-GUIDE MÉTALLIQUE

2.2.1/ COUPLAGE SPIN-ORBITE DANS UNE STRUCTURE MÉTALLIQUE COURBÉE

2.2.1.1/ ANISOTROPIE D'UNE STRUCTURE CONSTITUÉE DE SURFACES MÉTALLIQUES

Structurer la matière revient à créer et modéliser des interfaces entre différents milieux. Lors de la propagation d'une onde dans un tel matériau structuré, les conditions de continuité (ou conditions de passages) jouent un rôle essentiel dans la dynamique de cette onde. Dans le cadre de l'électromagnétisme, ces conditions de continuité sont au nombre de quatre [Jackson, 1999] :

2.2 Unidirectionnalité par génération d'une phase géométrique dans un nano-guide métallique

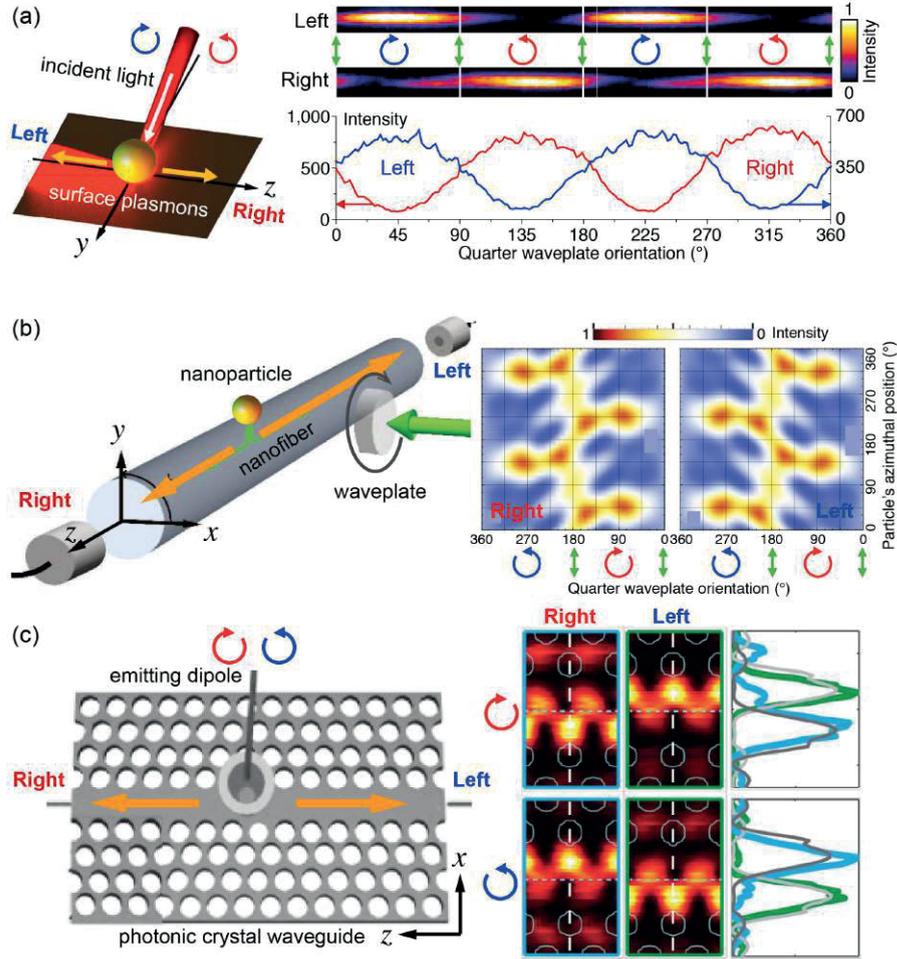


FIGURE 2.6 – Trois exemple d'expériences démontrant l'excitation unidirectionnelle de modes évanescents par couplage spin-spin. Ce mécanisme a été démontré ici avec (a) des plasmons de surfaces (b) une nanofibre diélectrique et (c) un guide d'onde à cristaux photonique.

$$\varepsilon_1 E_1^\perp - \varepsilon_2 E_2^\perp = \sigma_l \quad (2.1)$$

$$\mathbf{E}_1^\parallel - \mathbf{E}_2^\parallel = 0 \quad (2.2)$$

$$\mu_1 H_1^\perp - \mu_2 H_2^\perp = 0 \quad (2.3)$$

$$\mathbf{H}_1^\parallel - \mathbf{H}_2^\parallel = \mathbf{K}_l \quad (2.4)$$

ε_i et μ_i sont les permittivités diélectriques et perméabilités magnétiques des deux matériaux 1 et 2 de par et d'autre de l'interface. σ_l et \mathbf{K}_l sont respectivement les charges surfaciques libres et les courants surfaciques libres à l'interface. Les exposants \perp et \parallel désignent respectivement la composante perpendiculaire et les composantes parallèles des champs à l'interface.

Tous les matériaux seront considérés par la suite non magnétiques et il ne seront ni chargés, ni sous tension induisant des courants libres. Les équations de continuité se résument donc à :

$$\varepsilon_1 E_1^\perp - \varepsilon_2 E_2^\perp = 0 \quad (2.5)$$

$$\mathbf{E}_1^\parallel - \mathbf{E}_2^\parallel = 0 \quad (2.6)$$

$$H_1^\perp - H_2^\perp = 0 \quad (2.7)$$

$$\mathbf{H}_1^\parallel - \mathbf{H}_2^\parallel = 0 \quad (2.8)$$

On en tire comme conclusion que les trois composantes du champ magnétique \mathbf{H} sont continues ainsi que les deux composantes du champ électrique parallèles à la surface. Par contre, la composante du champ électrique perpendiculaire à la surface est discontinue. L'axe perpendiculaire à l'interface est alors un axe particulier et le système n'est donc plus isotrope en présence d'une interface. Modéliser une interface permet donc de modifier la composante perpendiculaire du champ électrique à cette interface. Si l'un des milieux en jeu est un métal, la modification de la composante orthogonale est encore plus probante et permet par exemple la génération de fortes exaltations de champs plasmoniques [Barnes et al., 2003].

Dans le cas où l'on se trouve avec des surfaces métalliques non planes, il est alors pertinent d'associer un repère local en chaque point de l'interface avec un axe localement perpendiculaire à la surface en chaque point (voir figure 2.7).

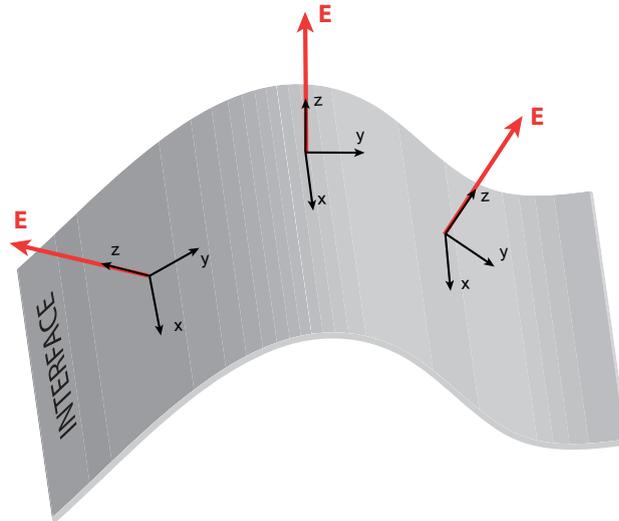


FIGURE 2.7 – Repère local associé à une interface entre deux milieux. L'axe z est dans cet exemple perpendiculaire à l'interface et les axes x et y sont parallèles à l'interface. Le champ électrique est alors dirigé selon l'axe z local, en tout point de l'interface. Dans cet exemple, le repère local subit des rotations autour de l'axe x lorsque l'on se déplace le long de l'axe y de cette surface courbe.

Notons que le modèle du métal parfait est un modèle où l'on considère une conductivité infinie du métal. C'est seulement dans ce cas que le champ électrique est rigoureusement nul dans le volume du métal. Dans le cas d'un métal de conductivité finie (métal réel), le champ électrique est non nul dans le métal sur une épaisseur appelée "profondeur de peau" [Griffiths et al., 1999]. Cette profondeur de peau δ est, au premier ordre, inversement proportionnelle à la racine carrée de la fréquence de l'onde qui interagit avec le métal ($\delta \propto \frac{1}{\sqrt{f}}$). Bien qu'aux très basses fréquences (50 Hz) cette épaisseur soit

de l'ordre du centimètre, elle est seulement de l'ordre de quelques nanomètres aux fréquences optiques. Il y a alors une légère composante du champ électrique orthogonale à l'interface entre un métal réel et un diélectrique [Jackson, 1999]. Cette remarque n'enlève pas le caractère polarisant d'une interface métallique et la pertinence d'associer un repère local à une interface métallique afin de considérer l'anisotropie locale d'une telle configuration.

Notons que cet effet polarisant peut être encore plus marqué lorsque l'on considère que le milieu diélectrique est piégé entre deux parties métalliques parallèles entre elles (voir figure 2.8). L'action localement polarisante d'une surface métallique est alors renforcée par l'effet capacitif entre les deux interfaces métalliques [Jones et al., 1954, Chimento et al., 2011]. Le champ électrique est alors contraint à être perpendiculaire aux interfaces métalliques quel que soit l'état de polarisation du faisceau qui excite cette structure. Par exemple si un faisceau polarisé circulairement interagit avec ce type de structure, l'état de polarisation du champ dans la structure sera localement polarisé linéairement et cette direction de polarisation dépendra de l'orientation locale des surfaces parallèles. En terme de moment angulaire cela signifie également que lors de l'interaction avec la structure, l'onde perd son moment angulaire local, c'est à dire son spin. Cependant, comme nous allons le voir dans la section suivante, ce moment angulaire local "perdu" peut être converti en moment angulaire spatial, c'est à dire orbital, en courbant la structure.

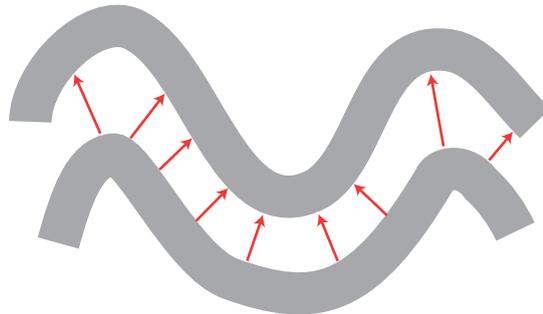


FIGURE 2.8 – Lorsqu'un champ électrique est confiné dans un milieu diélectrique inséré entre deux milieux métalliques, le champ électrique est totalement modelé par les surfaces métalliques.

2.2.1.2/ DE LA GÉNÉRATION D'UNE PHASE GÉOMÉTRIQUE À L'UNIDIRECTIONNALITÉ

Génération d'une phase géométrique Comme nous l'avons vu au chapitre précédent, la rotation du repère local d'une onde au cours de sa propagation peut générer une phase géométrique dont la valeur dépend de son moment de spin. Lors d'une interaction avec une structure métallique, nous avons vu que le spin de l'onde \mathbf{S} de l'onde subit une variation brutale entre sa valeur asymptotique \mathbf{S}_0 initiale et $\mathbf{S} (\approx \mathbf{0}$ ici) dans l'entrefer (noté gap par la suite conformément au vocabulaire couramment utilisé en nanooptique) entre les deux interfaces métalliques. Dans ce cas, la phase géométrique induite pour l'onde interagissant avec la structure s'exprime ainsi [Bliokh et al., 2008a] :

$$\Phi_G = - \int (\mathbf{S} - \mathbf{S}_0) \cdot \boldsymbol{\zeta} dl \quad (2.9)$$

avec ζ le vecteur *vitesse de rotation* du repère local (défini dans la section 1.2.2.2).

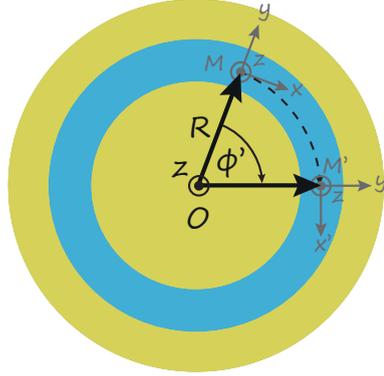


FIGURE 2.9 – Cas d'une structure circulaire composée d'une fine couche diélectrique entourée de deux matériaux métalliques. Lorsque que l'on se déplace du point M au point M' (c'est à dire que l'on parcourt une distance algébrique $MM'=R\phi'$, le repère local a subit une rotation de ϕ' .

Prenons le cas d'une structure dont le rayon de courbure est en tout point égal : le cercle. Plus précisément, un anneau de diélectrique entouré de par et d'autre par du métal (voir figure 2.9). Le champ électrique dans la structure étant en tout point perpendiculaire aux interfaces métal-diélectrique, le champ électrique est alors radial et le repère local tourne d'un angle $\theta = \phi'$ autour de l'axe (Oz) lorsque l'on se déplace d'une distance de $l = R\phi'$ le long du parcours. Le vecteur *vitesse de rotation* ζ est donc dirigé selon l'axe (Oz) et sa norme est :

$$\zeta = \frac{d\theta}{dl} = \frac{d\phi'}{d(R\phi')} = \frac{1}{R} \frac{d\phi'}{d\phi'} = \frac{1}{R} \quad (2.10)$$

La phase géométrique de l'onde le long de cette structure circulaire excitée perpendiculairement par un faisceau d'hélicité $\sigma = \pm 1$ est alors :

$$\Phi_G(\phi) = - \int_0^\phi (\mathbf{0} - \sigma \mathbf{e}_z) \cdot \left(\frac{1}{R} \mathbf{e}_z \right) R d\phi' = \sigma \phi \quad (2.11)$$

La phase augmente donc linéairement avec la coordonnée angulaire ϕ et le coefficient de proportionnalité est l'hélicité σ . Le champ électrique dans la structure est donc de type radial avec un gradient de phase géométrique azimuthal.

Couplage Spin-Orbite et unidirectionnalité Si l'on considère un mode se propageant selon l'axe (Oz) (axe défini sur la figure Fig. 2.9), le guide est alors un guide de type co-axial (voir Fig. 2.10). Si ce mode est excité en entrée de guide par un faisceau polarisé circulairement, cette onde possédera donc un moment angulaire orbital intrinsèque et sera du type vortex comme discutée dans le chapitre précédent 1.1.4 [Gorodetski et al., 2009]. Cette conversion *spin/orbite-intrinsèque* par induction d'une phase géométrique dans une nanostructure métallique est donc un moyen de générer en champ proche des vortex optiques radiaux. Ce type de modes guidés en champ proche sera étudié plus en détails dans le chapitre suivant lors nous traiterons l'optomagnétisation de la matière.

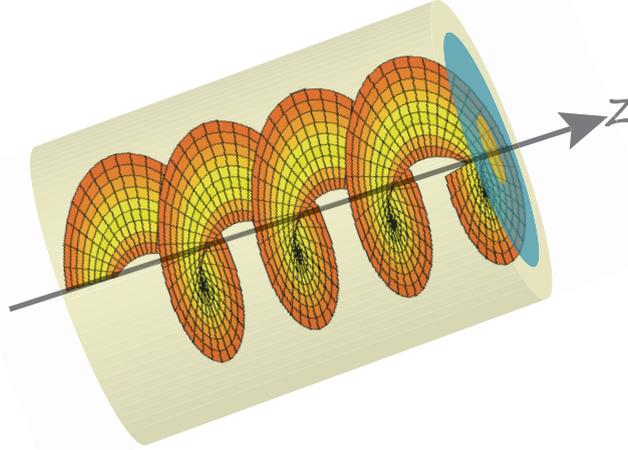


FIGURE 2.10 – Dans le cas d'une structure circulaire excitée par un faisceau polarisé circulairement tel que $\sigma = 1$, le mode se propageant selon l'axe z dans ce guide coaxial est de type vortex avec un moment orbital intrinsèque $l = 1$ (en unité \hbar). En effet dans un plan $z = cte$, la phase géométrique induite par le couplage spin-orbite de la structure métallique polarisante est de la forme $\Phi_G = 1 \times \phi$.

Si l'on considère maintenant des modes qui se propagent dans la direction locale \mathbf{e}_x (axe défini par la figure Fig. 2.9), c'est à dire des modes guidés polarisés selon \mathbf{e}_y et suivant une trajectoire circulaire dans le plan xOy , les conclusions sont toutes autres (cette structure correspond par exemple au mode guidé dans une structure d'épaisseur faible devant la longueur d'onde). En effet le gradient de phase géométrique généré (vers la gauche ou vers la droite) peut servir à lancer ces modes guidés à trajectoire circulaire soit vers la gauche, soit vers la droite. Ce mécanisme permettrait alors de briser la symétrie *droite-gauche* de ces guides et parvenir à une excitation modale unidirectionnelle. En effet, si le gradient de phase géométrique $\nabla\Phi_G = \pm\frac{1}{R}\mathbf{e}_x$ induit est égal au vecteur d'onde du mode $\beta = \pm\beta\mathbf{e}_x$, seul le mode dans la direction du gradient de phase géométrique est lancé (ou excité). Cette condition se traduit ici par la relation :

$$\beta = \nabla\Phi_G \Leftrightarrow \beta = \pm\frac{1}{R} \quad (2.12)$$

D'un point de vue du moment angulaire de la lumière, ce mécanisme d'unidirectionnalité peut être vu comme un couplage *spin/orbite-extrinsèque*. Nous sommes à notre connaissance les premiers à mettre en évidence et à exploiter ce type de couplage car aucun travaux existant ne fait part d'un tel couplage entre ces moments angulaire pour un mode guidé. En effet, en utilisant la relation de De Broglie [Tannoudji et al., 1973], on peut exprimer le moment orbital extrinsèque (1.51) des excitations élémentaires de ces modes ainsi :

$$\mathbf{l}_{ext} = \mathbf{r} \wedge \mathbf{p} = R\mathbf{e}_y \wedge \pm\hbar\beta\mathbf{e}_x = \mp\hbar\beta R\mathbf{e}_z \quad (2.13)$$

Le signe dépend alors du sens de propagation des modes (droite ou gauche) et le couplage spin-orbite peut alors privilégier l'excitation d'un des deux modes dont le moment

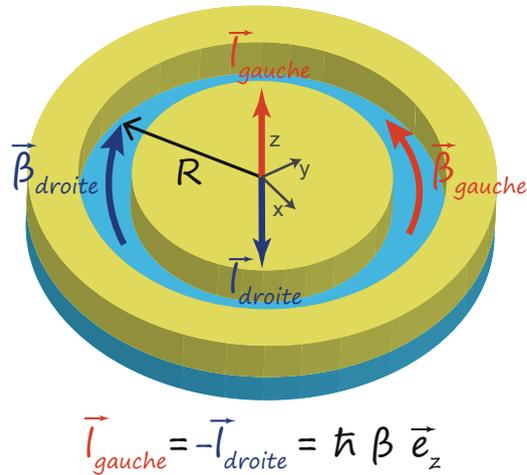


FIGURE 2.11 – Dans le cas où l'on considère un mode se propageant dans la structure circulaire dans le plan (xOy) , le mode possède un moment orbital extrinsèque $l = \pm \hbar \beta R \mathbf{e}_z$

orbital extrinsèque est dirigé selon $+\mathbf{e}_z$ ou selon $-\mathbf{e}_z$. En effet si le faisceau incident est polarisé circulairement, ses photons possèdent un moment angulaire de spin $s = \sigma \mathbf{e}_z$. La brisure de symétrie droite-gauche se traduit ici par le signe de la projection des moments angulaires selon l'axe (Oz) qui traduit le couplage spin-orbite. Si la conversion de moment angulaire de spin en moment angulaire orbital externe est total, alors cela se traduit par la relation simple :

$$\mathbf{s} = \mathbf{l}_{ext} \Leftrightarrow \sigma \hbar \mathbf{e}_z = \mp \hbar \beta R \mathbf{e}_z \Leftrightarrow \beta = \frac{1}{R} \text{ pour } \sigma = \mp 1 \quad (2.14)$$

Cette condition obtenue avec un raisonnement mécanique est alors en parfait accord avec la condition d'accord de phase déduite précédemment avec une approche ondulatoire (Eq 2.12) et mis en évidence pour la première fois.

Toutes ces remarques et prédictions quantitatives sous entendent cependant que la structure est éclairée de façon homogène (le faisceau incident est par exemple une onde plane). Nous verrons dans la section 2.5 l'extension au cas d'excitations inhomogène dans le cas de faisceaux structurés spatialement. Avant cela, nous allons passer à la mise en place des simulations numériques et des démonstrations expérimentales afin d'appliquer ce mécanisme de couplage *spin/orbite-extrinsèque* pour l'excitation unidirectionnelle de modes guidés plasmoniques nanométriques.

2.2.2/ UNIDIRECTIONNALITÉ APPLIQUÉE À L'ADRESSAGE DE NANOANTENNE

La structure proposée est représentée sur la figure Fig. 2.12. Elle consiste en un guide gravé dans une couche d'or. Ce type de guide, appelé guide plasmonique à gap, est tout simplement une couche de diélectrique (ici l'air) entre deux couches métalliques [Pile et al., 2005b] (ici l'or). Afin de pouvoir exciter de manière unidirectionnelle le mode, nous avons courbé le guide pour exploiter le couplage spin-orbite opérant dans la courbure comme nous venons de l'expliquer dans la section précédente. C'est donc sur cette zone que sera focalisé le faisceau excitateur polarisé circulairement. Aux extrémités du guide, nous avons placé deux nano-antennes plasmoniques coaxiales [Moreau et al., 2003, Baida et al., 2006, Saleh et al., 2012]. Ces nano-antennes ont ici pour but d'adapter l'impédance entre le mode plasmonique dans le guide et l'espace libre afin de convertir les plasmons provenant du guide en ondes propagatives diffractées.

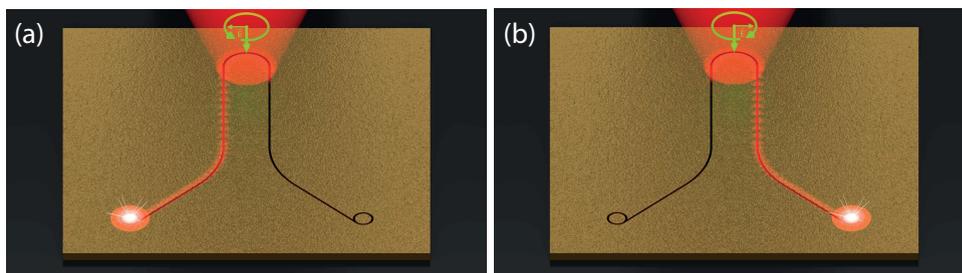


FIGURE 2.12 – Image de la structure proposée afin de démontrer le mécanisme d'unidirectionnalité en l'appliquant à l'adressage de nano-antennes. L'énergie est couplée à la structure au niveau de la courbure. Le couplage spin-orbite opérant dans la courbure a pour conséquence d'exciter un seul des deux canaux disponible pour le mode guidé. Placées aux extrémités des guides, deux nano-antennes peuvent être excitées en champ proche de manière sélective. Le choix de la nano-antenne excitée dépend du caractère droite ou gauche de la polarisation du faisceau excitateur : les images (a) et (b) montrent qu'une seule nano-antenne est excitée pour un état de polarisation circulaire donné.

Nous avons choisi d'utiliser les guides plasmoniques pour adresser le signal aux nano-antennes entre autre car il a été démontré qu'il est possible d'adresser un signal en champ proche à des nano-antennes avec ce type de guide [Huang et al., 2009] (voir Fig. 2.13). De plus les guides plasmoniques ont connus un fort développement depuis les années 1990 grâce à leur capacité à contrôler la lumière à l'échelle nanométrique qui permet d'ouvrir des perspectives dans les domaines de la circuiterie optique intégrée et des fonctions optiques ultra-compactes [Ebbesen et al., 2008].

De nombreuses géométries ont été proposées pour ces guides telles que les guides de type "V-groove" [Gramotnev et al., 2004, Bozhevolnyi et al., 2006], les nano-bandes métalliques [Charbonneau et al., 2000], les nano-fils [Dickson et al., 2000, Ditlbacher et al., 2005], les nano-guides à gap [Pile et al., 2005b, Veronis et al., 2005, Liu et al., 2005], les modes guidés sur arête métallique ("edge plasmons") [Pile et al., 2005a, Moreno et al., 2008], ou encore les films de métal avec nano-bande diélectrique [Holmgaard et al., 2009].

Les guides plasmoniques à gap représentent une famille de modes ultra-confinés dans le gap nanométrique formé entre deux faces parallèles métalliques. Les pertes dans les virages sont extrêmement faibles [Pile et al., 2005b] et font donc de ces guides de par-

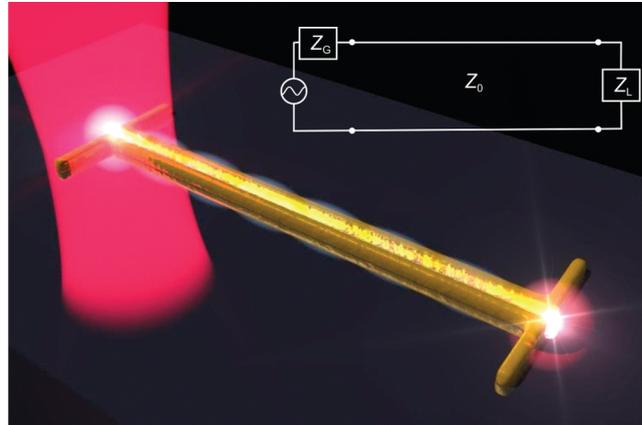


FIGURE 2.13 – Représentation d'un guide d'onde plasmonique couplé à une nano-antenne réceptrice (à gauche) et émettrice (à droite). La nano-antenne dipolaire de droite sert alors à adapter l'impédance entre le mode plasmonique guidé et l'espace libre. Dans l'insert, un schéma représentant l'équivalent du montage radiofréquence. Tiré de [Huang et al., 2009].

faits candidats pour avoir des rayons de courbure sub-longueur d'onde et ainsi mettre en œuvre le mécanisme d'unidirectionnalité que nous proposons basé sur le couplage *spin/orbite-extrinsèque*.

Pour toutes ces raisons, notre choix pour la démonstration numérique et expérimentale du mécanisme d'unidirectionnalité proposé se fera avec des guides d'ondes plasmonique à gap. Pour ces qualités de conducteurs, sa non-oxydation et ses propriétés plasmoniques, nous prendrons l'or comme métal, déposé sur une lame de verre. Il a par ailleurs été démontré que ce type de guide peut également permettre d'adresser un signal à des nanoantennes [Wen et al., 2009].

Notons au passage que ces guides sont totalement symétriques et que les deux modes guidés contrapropagatifs sont excités si la source ne brise pas cette symétrie. Généralement ces guides sont excités en bout de guide afin de lancer un seul mode de ces deux modes [Ebbesen et al., 2008], mais pour exciter l'autre direction, il est nécessaire de transférer la source jusqu'à l'autre extrémité du guide. Le but ici est d'obtenir l'unidirectionnalité en venant exciter le guide en un seul endroit avec une source laser classique. Le mécanisme que nous proposons pour briser cette symétrie permet alors d'atteindre la fonction d'interrupteur optique nanométrique en tirant parti du couplage spin-orbite dans la courbure du guide. Dans la section suivante, nous allons vérifier numériquement que cette structure permet d'adresser selectivement deux nano-antennes identiques et de même orientation.

2.3/ ÉTUDES NUMÉRIQUES PAR SIMULATION FDTD

2.3.1/ DESCRIPTION DE LA STRUCTURE SIMULÉE ET DES PARAMÈTRES NUMÉRIQUES

L'étude numérique est ici réalisée par la méthode FDTD. La FDTD [Yee et al., 1966, Taflove et al., 2000] est une méthode numérique qui est utilisée pour simuler la propagation d'un champ électromagnétique dans un espace discrétisé par dérivation temporelle discrète des équations de Maxwell. Cette méthode permet d'observer la dynamique d'un champ électromagnétique dans des structures décrites par leurs caractéristiques électromagnétiques (ϵ , μ_r et si besoin, de leurs paramètres d'anisotropie et de non linéarité). Dans le cas de notre étude, tous les matériaux sont non magnétiques ($\mu_r=1$), linéaires et isotropes. Les matériaux seront donc entièrement caractérisés par leur permittivité diélectrique ϵ .

Nos simulations FDTD ont toutes été effectuées avec le logiciel commercial *Fullwave* de la compagnie *SYNOPTIS* [FullWave,]. Le modèle de dispersion implémenté permet d'ajuster de manière fidèle les données expérimentales [Palik, 1998]. Pour l'or, qui est le seul matériau ici dont la dispersion doit être nécessairement prise en compte, la permittivité diélectrique est décrite ainsi :

$$\epsilon(\tilde{\omega}) = 1 + \sum_{k=1}^{k=6} \frac{\alpha_{k,1}}{-\tilde{\omega}^2 - i\tilde{\omega} \alpha_{k,2} + \alpha_{k,3}} \quad (2.15)$$

avec $\tilde{\omega} = \frac{\omega \text{ (rad.s}^{-1}\text{)}}{c \text{ (}\mu\text{m.s}^{-1}\text{)}}$ et α la matrice des coefficients suivantes pour l'or :

$$\alpha = \begin{pmatrix} 1589.516 & 0.268419 & 0 \\ 50.19525 & 1.220548 & 4.417455 \\ 20.91469 & 1.747258 & 17.66982 \\ 148.4943 & 4.406129 & 226.0978 \\ 1256.973 & 12.63 & 475.1387 \\ 9169 & 11.21284 & 4550.765 \end{pmatrix} \quad (2.16)$$

Le modèle utilisé est donc de type Drude-Lorentz ([N. W. Ashcroft, 1976]) avec la prise en compte de 5 résonances (5 dernières lignes de la matrice α) et une forme asymptotique aux basses fréquences de type Drude pure (première ligne de la matrice α).

Les termes $\alpha_{k,1}$, $\alpha_{k,2}$ et $\alpha_{k,3}$ représentent les forces d'oscillateurs des oscillateurs modélisés, la largeur de la résonance liée à l'absorption d'énergie et la valeur des pulsations de résonances normalisées, respectivement [Tannoudji et al., 1973]. Les paramètres sont définis de manière à ajuster le plus fidèlement possible les points expérimentaux [Palik, 1998].

La structure modélisée est représentée sur la figure 2.14. Afin de faire une première étude du mécanisme d'unidirectionnalité, nous avons considéré un guide infiniment long courbé. La couche est déposée sur du verre et son épaisseur est de $l = 100 \text{ nm}$. La largeur du gap est de 50 nm et le rayon de courbure de la structure est de $R = 500 \text{ nm}$. Des moniteurs ont été placés à $z = 25 \text{ nm}$ (au cœur de la structure) et à $z = 60 \text{ nm}$ (10 nm au dessus de la structure), $z = 0$ étant situé à l'interface or-verre. Deux autres moniteurs ont été placés "loin" de la zone courbée (c'est à dire loin de la zone l'excitation) dans un

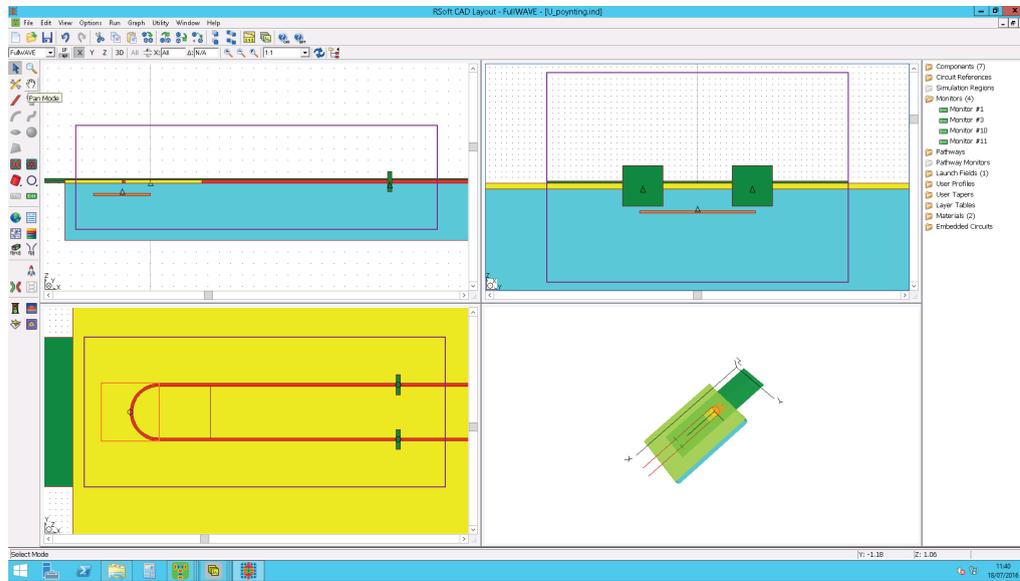


FIGURE 2.14 – Images de la structure sans nano-antenne "designée" sur RSOFT (capture d'écran du logiciel d'édition). Trois coupes (selon chacune des trois dimensions de l'espace) de la structure construite sont visibles ainsi qu'une vue tridimensionnelle. Les plans verts sont les moniteurs, c'est à dire les plans où les 6 composantes du champ électromagnétique sont enregistrées. Les rectangles violets délimitent le contour du volume de calcul dans les trois dimensions. Le carré orange détermine la position et la largeur du faisceau gaussien excitateur.

plan $x = 2 \mu\text{m}$ afin d'avoir la structure du champ dans le plan transverse de chaque canal du guide (voir figure 2.14). Le faisceau excitateur est centré sur le sommet de la courbure du guide (voir figure Fig. 2.14).

Le logiciel *Fullwave* permet de faire un maillage non uniforme ce qui permet de faire un maillage "grossier" en dehors de la structure (zone de ϵ uniforme) et un maillage fin au niveau des structures (zone de variation de ϵ). Ceci permet de gagner en temps de calcul tout en conservant les détails de la structure. Nous avons pris des pas spatiaux $\Delta x = \Delta y = \Delta z = 5 \text{ nm}$ dans les zones de variations de ϵ et des pas spatiaux de 20 nm dans les zones de ϵ homogène. La transition du maillage "fin" au maillage "grossier" de fait progressivement sur une dizaine de cellules d'espace afin d'éviter les réflexions artéfactuelles qui peuvent apparaître lors des variations brutales de tailles de cellules.

La taille de l'espace de calcul est également critique car la méthode d'absorption des ondes aux bords de l'espace de calcul (appelée PML pour Perfect Match Layer [Taflove et al., 2000]) n'absorbe pas les ondes évanescences. Il est donc préférable d'avoir un espace de calcul dont les bords sont éloignés d'une distance d'au moins $\frac{\lambda}{2}$ des structures afin de s'assurer que ces dernières n'interagissent pas avec la PML. Le volume de calcul dépend donc de la longueur d'onde d'excitation de la simulation.

Le maillage temporel est ensuite défini de manière à minimiser le temps de calcul tout en respectant le critère de stabilité de Courant–Friedrichs–Lewy [Courant et al., 1928] :

$$c \Delta t \leq \sqrt{\Delta x^2 + \Delta y^2 + \Delta z^2} \quad (2.17)$$

avec Δx , Δy et Δz les valeurs les plus petites prises pour le maillage "fin". Dans nos simulations, nous avons vu plus haut que nous avons $\Delta x = \Delta y = \Delta z = 5 \text{ nm}$, ce qui nous définit la limite maximale du pas temporel.

Notre version de Fullwave travaille avec les champ réels (et non complexe). Dans le cas le cas où l'on souhaite traiter les champs dans le formalisme complexe, il nous faut enregistrer la valeur des champs à deux dates séparées de $\tau = \frac{T}{4} = \frac{\lambda_0}{4c}$ (en effet partie réelle et partie imaginaire sont déphasées de $\frac{\pi}{2}$ dans le plan complexe). Il faut alors prendre garde à ce que le pas temporel choisi soit un diviseur de τ . Au final, pour chacune de nos simulations, le pas temporel est défini ainsi :

$$\Delta t = \frac{\lambda_0}{4cn} \quad (2.18)$$

avec n le premier entier supérieur à $\frac{\sqrt{3}}{4}\lambda_0 \Delta x$.

Toutes les considérations présentées ici sont valables pour toutes les simulations présentées dans ce chapitre. Une fois ces paramètres généraux de simulations présentés, nous allons passer à la description des simulations effectuées pour le design et l'optimisation des structures.

2.3.2/ ÉTUDE SPECTRALE

2.3.2.1/ DESCRIPTION DES PARAMÈTRES DE SIMULATION EN RÉGIME IMPULSIONNEL

La FDTD est une méthode de calcul dans l'espace direct [Taflove et al., 2000]. Toutefois, la FDTD permet également d'effectuer des études spectrales. Dans ce cas il faut exciter la structure avec des impulsions très courtes (pour des pas temporels assez court pour bien définir le signal). D'après le "principe d'incertitude" on a [Tannoudji et al., 1973] :

$$\Delta t \cdot \Delta \nu \geq \frac{1}{4\pi} \quad (2.19)$$

Avec Δt et Δf respectivement les racines carrées des moments d'ordre 2 des signaux temporel et fréquentiel conjugués par transformée de Fourier.

Donc plus un signal est bref, plus son spectre est large. En effectuant a posteriori (sous Matlab) une transformée de Fourier discrète, nous obtenons le spectre de la réponse de la structure.

L'impulsion excitatrice choisie a un profil temporel sinusoïdal modulé par une enveloppe de type Gaussienne :

$$g(t) = \exp\left[-\left(\frac{t}{\tau}\right)^2\right] \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda_0}t + \varphi_0\right) \quad (2.20)$$

Avec λ_0 la longueurs d'onde centrale de l'excitation et τ la largeur temporelle du faisceau. Le terme φ_0 est définie tel que la phase de l'onde soit nulle au maximum de l'enveloppe. D'après la relation Eq. 2.19 (l'inégalité est une égalité dans le cas d'une distribution gaussienne), nous pouvons estimer l'encadrement des longueurs d'ondes présentes dans le signal. On a en effet :

$$v_{\pm} \approx \frac{c}{\lambda_0} \pm \frac{1}{2\pi \Delta t} \Leftrightarrow \lambda \in \left[\frac{\lambda_0 2\pi c \Delta t}{\lambda_0 + 2\pi c \Delta t}; \frac{\lambda_0 2\pi c \Delta t}{\lambda_0 - 2\pi c \Delta t} \right] \quad (2.21)$$

Cette information est importante pour le calcul de la transformée de Fourier mais aussi pour définir le volume de calcul permettant d'éviter les réflexions d'ondes évanescentes sur la PML.

La date de fin de la simulation a été fixée telle que l'amplitude du signal vu par le moniteur soit 10^5 fois plus petit que le signal maximum vu par le moniteur. Ainsi on s'assure d'attendre la quasi extinction des modes résonnants et ainsi d'éviter des oscillations artefactuelles dans les spectres. Plus les résonances sont "fines" spectralement, plus le système met de temps à se relaxer. Ainsi la durée de la simulation doit être adaptée aux résonances de la structure.

Un code pour calculer numériquement la transformée de Fourier a été écrit afin de traiter les données et d'aboutir aux spectres.

2.3.2.2/ DÉPENDANCE SPECTRALE DE L'UNIDIRECTIONNALITÉ

D'après les équations 2.12 et 2.14, nous voyons que l'unidirectionnalité n'est possible que pour un certain accord entre la géométrie de la structure (son rayon de courbure R) et la longueur d'onde effective $\lambda_{mode} = \frac{2\pi}{\beta}$ du mode qui se propage dans le guide. Pour le type de structure étudié, la relation $\lambda_{mode} = f(\lambda_0)$ n'est pas déterminable analytiquement (λ_0 est la longueur d'onde dans le vide). Nous avons donc décidé d'utiliser des simulation FDTD afin de déterminer le rayon de courbure R qui assure l'unidirectionnalité pour une longueur d'onde dans le vide de $\lambda_0 = 1,55 \mu m$, longueur d'onde largement utilisée dans le domaine des télécommunications par fibres optiques [JOINDOT et al., 1999].

Le type de structures considérée est celui de la figure 2.14. Les champs sont enregistrés en un seul point au centre des deux moniteurs transverses carrés verts (visibles sur la coupe en haut à droite et sur la coupe en bas à gauche).

La longueur d'onde centrale de l'impulsion est de $\lambda_0 = 1,5 \mu m$ et sa durée a été déterminée pour que la largeur spectrale résultante permette d'exploiter les réponses de la structure pour des longueurs d'onde comprises entre $0,75 \mu m$ et $2,5 \mu m$. Les simulations ont été réalisées avec un faisceau exciteur polarisé circulairement à droite. Le faisceau est centré sur le sommet du virage et le waist du faisceau est de $1 \mu m$.

Une fois la simulation FDTD terminée, la réponse temporelle obtenue a ensuite été importée sous Matlab afin de calculer la transformée de chaque composante du champ électrique au centre de chacun des deux moniteurs. Afin d'évaluer la dissymétrie dans le lancement des modes, nous avons alors, pour chaque composante spectrale du spectre, tracer le rapport ρ entre l'intensité du champ électrique dans le canal de droite \hat{I}_D et l'intensité du champ électrique dans le canal de gauche \hat{I}_R . Le résultat des traitements des données numériques pour différentes structures (ayant des rayons de courbure variant entre $300 nm$ et $500 nm$) sont présentés sur la figure 2.15. Les résultats ont été normalisés par le maximum de ρ pour chacune des structures afin de pouvoir présenter tous les résultats sur un même graphique.

Comme le prévoit les équations 2.12 et 2.14, traduisant l'effet de la phase géométrique induite et du couplage spin-orbite dans la courbure du guide, l'unidirectionnalité pour un

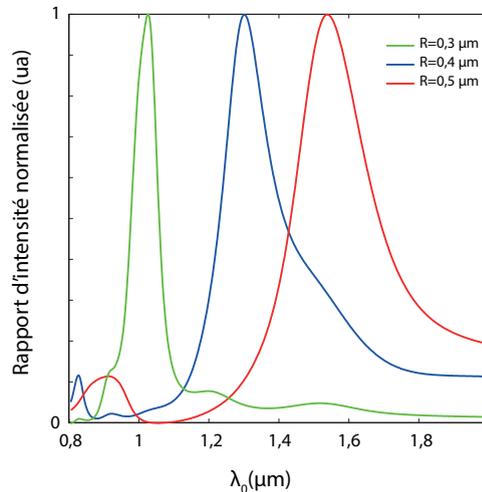


FIGURE 2.15 – Rapports normalisés des intensités spectrales entre le mode se propageant dans le canal de droite et le mode se propageant dans le canal de gauche pour différents rayons de courbure du guide dans la zone d'excitation. On remarque que lorsque le rayon de courbure diminue, la longueur d'onde pour laquelle le maximum de directionnalité est obtenue diminue. Pour un rayon de courbure $R = 500 \text{ nm}$, la longueur d'onde de directionnalité maximale est $\lambda_0 = 1,55 \mu\text{m}$.

rayon donné dépend de la longueur d'onde d'excitation. Qualitativement, nous retrouvons bien nos prédictions, à savoir que plus le rayon de courbure est faible, plus la longueur d'onde doit être petite pour avoir une excitation unidirectionnelle. N'ayant pas pour l'instant les valeurs de λ_{mode} (nous avons seulement λ_0), nous ne pouvons vérifier quantitativement les relations 2.12 et refoq : accordmomentum. L'accord quantitatif sera discuté plus tard lors de l'étude du mode guidé.

La conclusion essentielle de cette étude spectrale, est que si nous souhaitons obtenir une excitation unidirectionnelle dans la courbure du guide nous devons adapter le rayon de courbure du guide à la longueur d'onde d'excitation. Lorsque la structure est illuminée par un faisceau gaussien de longueur d'onde $\lambda_0 = 1,55 \mu\text{m}$, nous devons prendre un rayon de courbure $R = 500 \text{ nm}$.

2.3.2.3/ DESIGN DE LA NANO-ANTENNE COAXIALE

Dans le but d'obtenir une adaptation d'impédance optimale entre le mode guidé plasmonique et la nano-antenne, nous avons choisi de prendre le gap de la nano-antenne coaxiale de la taille du gap, c'est à dire $g = 50 \text{ nm}$. Nous cherchons la géométrie de nano-antenne qui résonne à la longueur d'onde d'excitation $\lambda_0 = 1,55 \mu\text{m}$. Le seul paramètre que nous avons alors à ajuster est le rayon interne r_{int} de la nano-antenne (voir figure 2.16(a)). Nous avons donc déterminé numériquement la réponse spectrale de la nano-antenne connectée au guide en fonction de son rayon interne.

Pour les simulations, les guides ont été considérés infinis. Deux simulations différentes ont été menées :

- une simulation dont l'excitation est réalisée par un faisceau gaussien centré sur la nano-antenne. Le champ est alors enregistré avec un moniteur placé au centre du

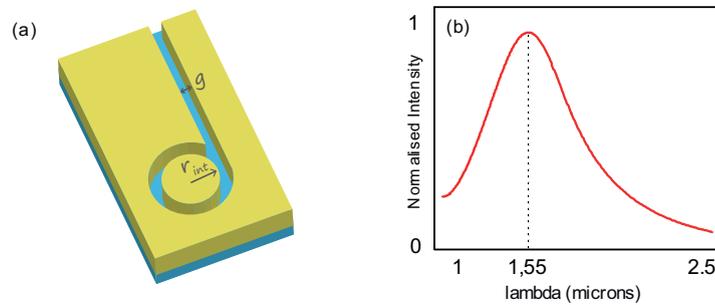


FIGURE 2.16 – (a) Vue 3D de la nano-antenne couplée au mode guidé. g est la largeur du gap du guide et de la nano-antenne et r_{int} son rayon interne. (b) Spectre d'émission en champ lointain de la nano-antenne de rayon interne $r_{int} = 150 \text{ nm}$ couplée au mode guidé. On remarque que la longueur d'onde de résonance de cette nano-antenne est bien de $1,55 \mu\text{m}$.

guide plasmonique. La nano-antenne est alors utilisée en tant que récepteur.

- une simulation dont le guide est excité par un dipôle placé au centre du gap. Le mode du guide excite la nano-antenne qui rayonne en champ lointain. Le champ est alors enregistré à une distance de $1 \mu\text{m}$ au dessus de la nano-antenne. La nano-antenne est alors utilisé en tant qu'émetteur.

Le profil temporel des excitations pour ces deux simulations est le même que pour l'étude spectrale de l'unidirectionnalité faite dans la section 2.3.2.2. Comme l'on pouvait s'en douter d'après le principe de réciprocité [Novotny et al., 2012], pour chaque nano-antenne sondée, les deux simulations donne sensiblement les mêmes spectres. Si l'on souhaite le meilleur couplage entre le l'espace libre et le mode guidée pour une longueur d'onde de $\lambda_0 = 1,55 \mu\text{m}$, alors nous devons choisir une nano-antenne dont le rayon interne est de $r_{int} = 150 \text{ nm}$. La réponse spectrale normalisée pour cette configuration est représentée sur la figure 2.16(b).

2.3.3/ ÉTUDE EN RÉGIME CONTINU

Les paramètres de notre structure étant déterminés nous pouvons maintenant étudier en régime continu cette structure. L'étude se fera par étape. Nous commencerons par caractériser le mode qui se propage dans le guide rectiligne puis nous courberons le guide afin d'étudier la dynamique de l'excitation unidirectionnelle du mode dans la courbure. Ensuite nous analyserons le couplage entre la nano-antenne et le guide. Enfin, nous étudierons l'émission en champ lointain de la structure complète excitée par un faisceau gaussien focalisé au sommet de la courbure.

2.3.3.1/ STRUCTURE DU MODE GUIDÉ

Afin de caractériser le mode plasmonique qui se propage dans le guide, nous avons considéré un guide infini excité localement par un dipôle placé au centre du gap (voir figure 2.17). Le guide simulé a un gap de 50 nm pour une épaisseur d'or $l = 100 \text{ nm}$.

Avec une telle excitation dipolaire, il y a deux modes qui se propagent de part et d'autres du guide, possédant exactement les mêmes caractéristiques. Nous pouvons donc nous

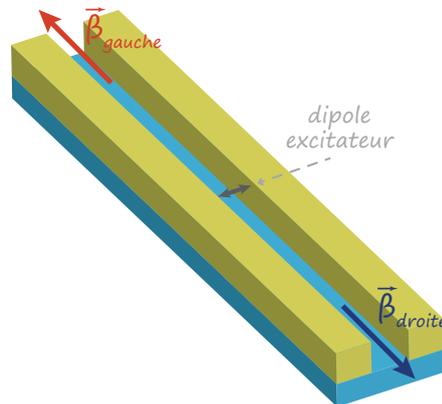


FIGURE 2.17 – Le guide d’onde est ici considéré infini et est excité localement par un dipôle placé au centre du gap et orienté perpendiculairement aux surfaces métalliques.

focaliser sur un seul de ces deux modes pour réaliser notre étude.

La figure 2.18 (a) représente la distribution d’intensité du mode guidé dans un plan transverse. Nous pouvons remarquer que le champ reste confiné dans le gap. Ceci est donc bien un mode guidé et ce guidage est permis par la différence entre l’indice effectif du mode qui se propage dans le guide et l’indice de réfraction de l’air et du verre. Des deux côtés métalliques, on remarque que le champ ne pénètre que très peu dans le métal.

La distribution d’intensité dans un plan contenant l’axe de propagation nous donne l’information sur la longueur de propagation du mode dans le guide. Si l’on modélise cette propagation par le cas classique d’une propagation avec un amortissement linéaire, la distribution d’intensité dans la direction de propagation (ici x) suit une loi de décroissance exponentielle de la forme [Jackson, 1999] :

$$I(x - x_0, y, z) = I_{x_0, y, z} e^{-\frac{x-x_0}{\delta/2}} \quad \text{pour} \quad x > x_0 \quad (2.22)$$

avec δ la longueur de propagation du mode. Cette décroissance, qui est due aux pertes par effet joules dues aux courants générés dans le métal réel, peut alors être déterminée aisément graphiquement en remarquant que cette longueur correspond à la distance parcourue par l’onde pour laquelle $I(\delta - x_0, y, z) = \frac{I_{x_0, y, z}}{e^2}$. Cependant nous montrerons juste après une méthode plus précise pour cette détermination.

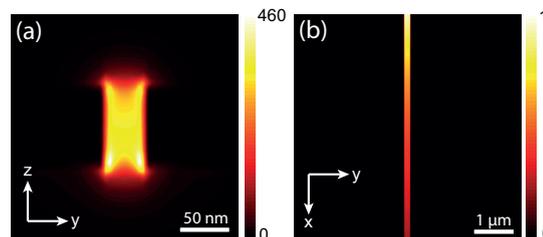


FIGURE 2.18 – Différentes coupes de la distribution d’intensité du mode guidé dans le guide plasmonique à gap se propageant selon x . (a) coupe transverse ($x = cte$), (b) coupe longitudinale ($z = \frac{l}{2}$).

Étudions maintenant la structure vectorielle du champ électrique selon une coupe trans-

verse du guide (figure 2.19). Le champ est clairement polarisé entre les deux surfaces métalliques (dirigé selon e_y). On observe sur les limites du gap que la composante longitudinale E_x est non nulle. Cette composante étant cependant négligeable devant la composante transverse E_y lorsque l'on s'éloigne de l'interface, et en tout point au moins 10 fois plus faible que E_y , la dynamique du mode peut être quantitativement décrite par la composante transverse E_y du mode (ce qui confirme le caractère hautement polarisant de cette structure plasmonique) [Liu et al., 2005].

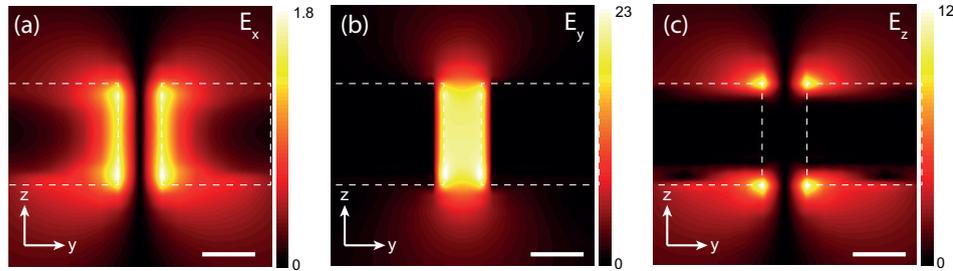


FIGURE 2.19 – Coupe transverse ($x = cte$) des amplitudes de chacune des composantes du champ électrique : (a) E_x , (b) E_y et (c) E_z . On peut remarquer que le champ électrique est quasi TE et est majoritairement orienté selon e_y . Sur les trois images, la barre d'échelle correspond à une longueur de 50 nm et les pointillés représentent les interfaces métalliques.

La longueur d'onde effective du mode, et donc indirectement la valeur du vecteur d'onde β , peut ici aussi être déterminé graphiquement en représentant la partie réelle de E_y à $y = \frac{g}{2}, z = \frac{l}{2}$ (voir figure 2.20). La composante E_y suit en effet une évolution tout à fait classique de la forme :

$$\text{Re}[E_y(x - x_0)] = \text{Re}[E_y(x_0)] \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda_{mode}}(x - x_0)\right) e^{-\frac{x-x_0}{\delta}} \quad (2.23)$$

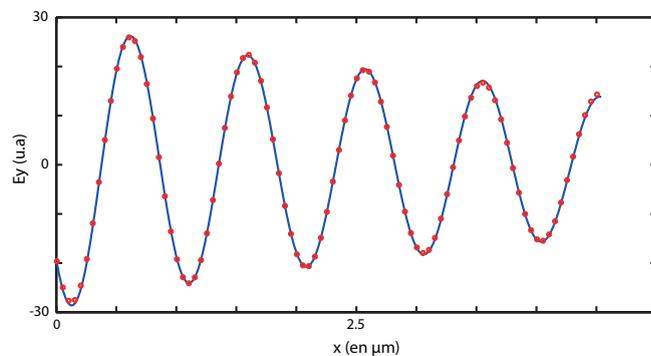


FIGURE 2.20 – Profil longitudinal du champ transverse E_y . La courbe bleue continue correspond au champ résultant de la simulation FDTD et les points rouge correspondent à la courbe d'ajustement avec les paramètres $\delta = 6.67 \mu\text{m}$ et $\lambda_{mode} = 978 \text{ nm}$.

Afin de déterminer les paramètres λ_{mode} et δ , nous avons cherché les paramètres de l'expression 2.23 qui ajustent au mieux la courbe obtenue par la simulation FDTD. On voit que la figure 2.20 que la représentation graphique de 2.23 se superpose alors très bien avec la coupe issue de la simulations FDTD pour les valeurs $\delta = 6.67 \mu\text{m}$ et $\lambda_{mode} = 978 \text{ nm}$.

Le mode guidé étant caractérisé, nous allons passer à l'étude en régime harmonique du guide infini courbé et excité par un faisceau gaussien au niveau de la courbure.

2.3.3.2/ UNIDIRECTIONNALITÉ

Lors de la simulation en régime continu, le faisceau gaussien centré sur le sommet du virage du guide a une largeur à mi-hauteur $w = 1 \mu m$ afin d'être en accord avec les futures conditions expérimentales. En effet nous avons à notre disposition un objectif d'ouverture numérique $ON = 0,9$ pour focaliser un faisceau initialement collimaté, ce qui donne au point de focalisation un waist $w = \frac{1,22 \times \lambda_0}{2 \times ON} \approx 1 \mu m$ [Born et al., 2000]. L'excitation est formée par une enveloppe temporelle de la forme : $\sin\left[\frac{\pi}{2} \frac{t}{\tau_r}\right]$ pour $t < \tau_r$ avec $\tau_r = 5 \times \frac{\lambda_0}{c}$ lors de nos simulations.

Le volume de calcul est de $6,3 \mu m \times 2,4 \mu m \times 1,8 \mu m$ (visible par les traits violets sur la figure 2.14).

La simulation est arrêtée une fois que le régime transitoire a laissé la place au régime permanent, c'est à dire lorsque l'amplitude du champ mesurée par le moniteur devient constante au cours du temps.

Les champs obtenus à l'issue des simulations FDTD ont été traités sous Matlab afin d'évaluer l'intensité du champ électrique et du vecteur de Poynting en tout point du moniteur. Ce dernier est dans le plan (xOy) et placé $10 nm$ au dessus de la surface métallique. Les résultats sont présentés sur la figure 2.21 avec un maillage de $2 nm$.

Les résultats numériques montrent clairement que le plasmon est guidé seulement dans le canal de droite (respectivement gauche) pour un faisceau incident polarisé circulairement à droite (respectivement gauche). Notons que la lumière diffractée au niveau de la courbure peut exciter des plasmons délocalisés sur l'interface métal/air pouvant entraîner une pollution du signal d'intérêt. On peut cependant remarquer sur les figures 2.21(d) et 2.21(e) que l'intensité des plasmons de surface est beaucoup plus faible que celle des modes guidés. De plus, il n'y a pas de couplage entre le mode guidé et les plasmons de surfaces puisque leurs indices effectifs respectifs sont différents [Veronis et al., 2005, Liu et al., 2005].

Les figures 2.21(b) et 2.21(c) laissent très clairement apparaître le flux azimuthal du vecteur de Poynting dans le virage orienté soit vers la gauche, soit vers la droite, selon l'état de polarisation circulaire du faisceau incident. On remarque également que le maximum d'intensité se situe dans le virage et qu'il est décentré vers la gauche dans le cas d'une polarisation circulaire gauche et vers la droite dans le cas d'une polarisation circulaire droite.

D'un point de vue énergétique, le flux de puissance optique \mathcal{P} véhiculée dans chaque canal du guide courbé peut être calculée à l'aide du vecteur de Poynting π ainsi :

$$\mathcal{P} = \iint_S \pi \cdot d\mathbf{S} \quad (2.24)$$

avec S l'aire de la surface transverse du mode guidé. La directionnalité η peut alors être définie comme la quantité d'énergie qui transite dans un canal par rapport à la quantité d'énergie totale qui transite dans le guide, c'est à dire :

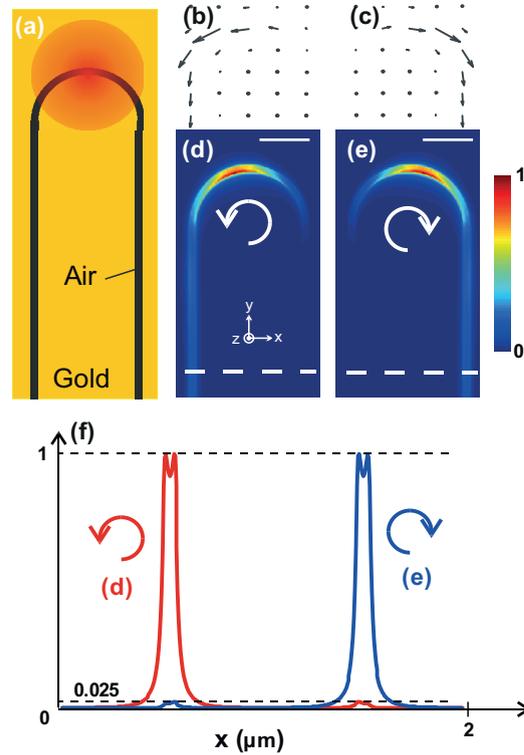


FIGURE 2.21 – Excitation unidirectionnelle dans un guide plasmonique à gap courbé en forme de "U" et excité par un faisceau focalisé polarisé circulairement. (a) Schéma de la structure du guide. La largeur du faisceau focalisé et sa position sont représenté par le disque rouge. (b) et (c) Carte vectorielle bidimensionnelle du vecteur de Poynting dans un plan transverse (xOy) placé 10 nm au dessus de la surface du métal pour une polarisation circulaire gauche (b) et droite (c). (d) et (e) intensité du champ électrique dans le même plan pour un faisceau incident polarisé circulairement à (d) gauche et (e) droite. Barre d'échelle : 500 nm . (f) coupe de l'intensité du champ électrique tracé le long de la ligne en pointillée pour les deux états de polarisation circulaire opposés.

$$\eta = \frac{\mathcal{P}_{exc}}{\mathcal{P}_{exc} + \mathcal{P}_{non-exc}} \quad (2.25)$$

avec \mathcal{P}_{exc} et $\mathcal{P}_{non-exc}$ les puissances guidées à la même distance le long du canal excité et non excité, respectivement.

Pour une surface S de $200\text{ nm} \times 100\text{ nm}$, soit 4 fois la surface transverse du gap, et pour les paramètres de simulations énoncés plus haut, nous avons $\eta = 95\%$.

Ce résultat montre alors l'efficacité du processus d'unidirectionnalité proposé et qui est du même ordre que les meilleurs résultats basés sur le couplage spin-spin obtenus avec un diffuseur sur une fibre optique diélectrique [Petersen et al., 2014].

La méthode proposée fonctionne également aussi pour des valeurs différentes de de l'arc total de la courbure. Nous avons effectué la même simulation FDTD avec une courbure effectuant un tour complet de 2π . Le schéma de la structure et les distributions d'intensité pour les deux états de polarisation circulaire sont présentés dans la figure 2.22.

Les résultats donnent ici une directionnalité de $\eta = 93\%$ ce qui est sensiblement identique

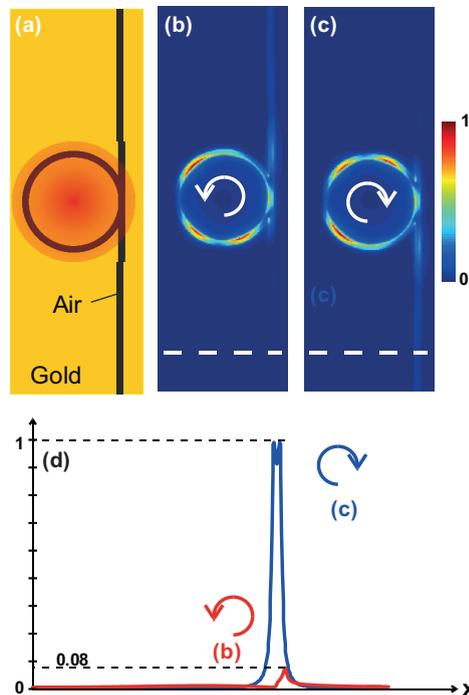


FIGURE 2.22 – Excitation unidirectionnelle de modes guidés dans un guide plasmonique à gap excité par un faisceau gaussien focalisé au niveau d’une courbure formant un tour complet. (a) schéma de la structure du guide. La largeur de faisceau focalisé et sa position sont représentés par le disque rouge. (b) et (c) intensité du champ électrique dans un même plan (à 10 nm au-dessus de la surface métal/air) pour un faisceau incident polarisé circulairement à (b) gauche et (c) droite. (d) coupe de l’intensité du champ électrique tracé le long de la ligne pointillée pour (b) et (c) pour les deux états de polarisation circulaire opposés.

au résultat précédent.

Les simulations ont été menées à ce jour avec une seule position du faisceau d’excitation et une seule valeur de sa largeur et déjà nous trouvons deux résultats numériques sur deux structures différentes qui montrent que quasiment toute l’énergie qui se couple au guide d’onde est envoyée dans une seule direction. Cette méthode est alors assez robuste et ne nécessite "que" de courber le guide que l’on souhaite exciter de manière unidirectionnelle. Comme nous le verrons par la suite avec l’étude un peu plus approfondie du mécanisme de couplage lors d’un éclairage inhomogène, ces résultats peuvent être optimisés en jouant sur les paramètres du faisceau gaussien. Cependant, avant de passer à la compréhension en détail du mécanisme d’unidirectionnalité en éclairage inhomogène, nous allons continuer d’étudier la structure ainsi éclairée et prédire numériquement sa capacité à adresser sélectivement deux nano-antennes identiques à partir d’un faisceau d’excitation unique.

2.3.3.3/ COMPOURTEMENT DE LA STRUCTURE AVEC DES NANO-ANTENNES GRÉFFÉES À SES DEUX EXTRÉMITÉS

Adaptation d'impédance guide/vide due à la nano-antenne Les dimensions de la nano-antenne coaxiale ayant été déterminées avec l'étude spectrale, nous souhaitons étudier numériquement le comportement de cette nano-antenne connectée au guide plasmonique à gap avant de passer à la fabrication de la structure. Nous allons étudier en régime continu le comportement en champ proche du mode en fin de guide avec ou sans nano-antenne ainsi que le champ "lointain" de la lumière émise dans ces deux situations.

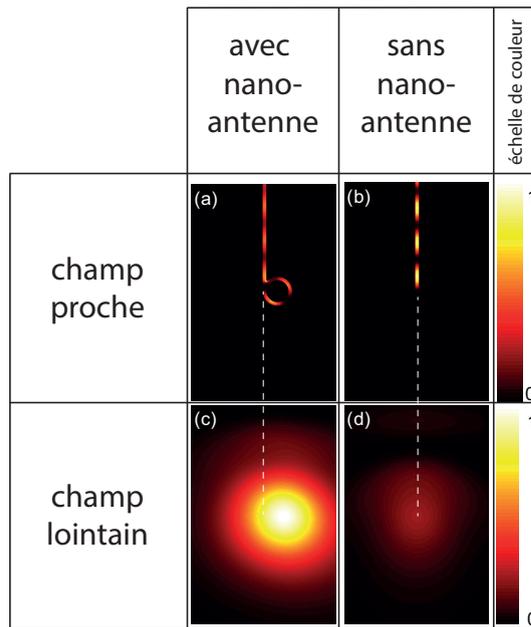


FIGURE 2.23 – Comparaison du comportement avec une nano-antenne coaxiale ayant un rayon intérieur de 150 nm et sans nano-antenne en bout de guide. Intensité (a), (b) du champs proches et (c), (d) du champ émis avec (à droite) et sans (à gauche) la nano-antenne. On peut en déduire en observant la visibilité des franges en champ proche que l'onde réfléchiée est beaucoup plus faible lorsque la nano-antenne est présente. Ceci est confirmé par les images représentant l'intensité du champ émis car la tache d'excitation est bien plus intense en présence de la nano-antenne (l'échelle de couleur est la même pour les deux images).

La figure 2.23 montre que lorsque la nano-antenne est présente, la distribution d'intensité dans le guide est quasi homogène alors qu'en l'absence de nano-antenne on observe l'alternance de ventre et de nœud. Ces observations indiquent que la nano-antenne permet une bonne adaptation d'impédance entre le guide et le vide [Jackson, 1999, Huang et al., 2009] et qu'en son absence, il y a une très forte réflexion du mode en bout de guide. Comme le montrent les figures 2.23 (c) et (d), cela se manifeste en champ lointain par plus de puissance émise avec la nano-antenne que sans nano-antenne.

Il est possible d'estimer la valeur du coefficient de réflexion Γ en bout de guide à l'aide de la distribution d'intensité dans le guide. La simulation FDTD fournit directement la distribution du champ transverse $E_y(x)$, nous utiliserons cette composante de champ ma-

jointure pour déterminer Γ . Le champ dans le guide est la superposition du mode incident et du mode réfléchi à l'extrémité du guide. En notation complexe on a alors pour le champ transverse :

$$E_y(x) = E_0 \left(e^{\frac{-x}{\delta}} e^{i \frac{2\pi}{\lambda_{mode}} x} + \Gamma e^{\frac{-L}{\delta}} e^{i \frac{2\pi}{\lambda_{mode}} (L-x)} \right) \quad (2.26)$$

avec L la longueur du guide considéré entre le point initial et l'extrémité du guide.

Les paramètres δ et λ_{mode} ayant été déterminés précédemment, le seul paramètre à ajuster ici est le coefficient de réflexion Γ .

Dans le cas sans antenne, le meilleur ajustement est donné pour une valeur de $\Gamma_{Guide} = 0.64$, et avec antenne, nous trouvons $\Gamma_{Antenne} = 0.24$. Ceci confirme bien le rôle d'adaptation d'impédance de la nano-antenne. Le coefficient de réflexion en amplitude est diminué d'un facteur 2.67 ce qui permet d'émettre $2.67^2 = 7,11$ fois plus d'énergie en champ lointain.

Une autre information visible dans l'image en champ proche 2.23 (a) est le caractère dipolaire de l'émission de la nano-antenne couplée au guide. On remarque en effet la présence de deux zones de haute intensité diamétralement opposées au sein de la nano-antenne. Ceci est le signe de la signature dipolaire de la nano-antenne [Balanis, 2016]. La ligne qui rejoint le centre de ces deux zones "chaudes" fait un angle d'environ $\frac{\pi}{4}$ avec l'axe du guide. Le moment dipolaire associé à la nano-antenne couplée au guide fait donc un angle de $\frac{\pi}{4}$ avec le guide. Cet angle apparaît car la présence du guide dissymétrise la nano-antenne. Cette information est importante car si l'on souhaite avoir deux nano-antennes présentant des émissions optiques rigoureusement identiques, alors il faudra donner à chaque extrémité du guide une orientation de $\frac{\pi}{4}$ afin d'aligner les moments dipolaires. Cette donnée a bien été prise en compte lors de la construction de la structure complète.

Les figures 2.23 (c) et (d) montrent que l'on a un profil d'intensité qui présente une symétrie cylindrique avec un profil de type gaussien. On remarque également que la lumière émise lorsque la nano-antenne est présente est bien plus intense qu'en l'absence de nano-antenne (l'échelle de couleur est la même pour les deux images). Il y a en effet un facteur 7,14 entre les maxima d'intensité dans chacun des cas. Ce résultat confirme la pertinence de l'évaluation des coefficients de réflexion à l'aide de l'ajustement du profil de $E_y(x)$.

La dernière information accessible que nous commenterons sur ces images est le fait que le maximum de la lumière émise par le guide en présence de la nano-antenne est décentré par rapport au guide, comme l'est la nano-antenne. Cela signifie bien que la lumière est émise par la nano-antenne et non par un phénomène de diffusion à la jonction guide/nano-antenne.

Maintenant que nous avons toutes ces informations en main, nous pouvons assembler tous ces éléments et simuler numériquement la structure complète.

Étude de la structure complète Dans un premier temps, nous allons vérifier qu'en mettant bout à bout les déductions de toutes les simulations précédentes, nous arrivons bien à une excitation unidirectionnelle en champ proche de deux nano-antennes identiques à l'aide d'un guide d'onde plasmonique courbé (voir figure Fig. 2.24). D'après l'étude

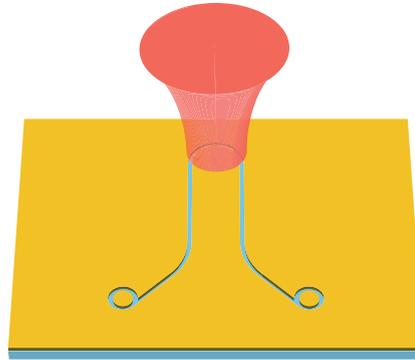


FIGURE 2.24 – Schéma de la structure complète simulée.

précédente, nous devons alors ajouter à la structure précédente une "large" courbure de part et d'autre du guide dans le but d'avoir des nano-antennes rayonnant selon le même état de polarisation (moments dipolaires alignés).

La structure simulée est composée d'un guide courbé sur un arc de π avec un rayon de courbure de $0.5 \mu\text{m}$ (au sommet de la structure sur la figure 2.25). Après une distance de $3 \mu\text{m}$ rectiligne, une deuxième courbure d'un arc de $\frac{\pi}{4}$ et de rayon de courbure $2 \mu\text{m}$ a été intégrée pour faire changer l'orientation du guide de $\frac{\pi}{4}$ de chaque côté. Enfin, après une distance supplémentaire de $1 \mu\text{m}$, les nano-antennes coaxiales ont été ajoutées à chaque extrémité des guides. Ainsi les nano-antennes sont espacées d'environ $4 \lambda_0$ l'une de l'autre permettant ainsi de les résoudre dans un processus d'imagerie classique en champ lointain ($\lambda_0 = 1,55 \mu\text{m}$ étant le longueur d'onde dans le vide du faisceau excitateur).

Champ proche La figure 2.25 montre les distributions d'intensité obtenues à 10 nm au dessus de la structure pour trois simulations : une structure sans nano-antenne excitée par un faisceau gaussien polarisée linéairement puis circulairement et une structure avec nano-antenne excitée par un faisceau gaussien polarisée circulairement. Les paramètres de simulation sont les mêmes que lors des simulations effectuées avec le guide infini mis à part le volume de calcul qui est plus conséquent ici ($8 \mu\text{m} \times 7.4 \mu\text{m} \times 2.2 \mu\text{m}$).

Les figures 2.25 (a) (b) et (c) montrent que la structure se comporte comme le laissait présager toutes les études précédentes. Nous pouvons tout d'abord observer sur les trois images que le mode est bien guidé et que l'intensité est concentrée dans le guide plasmonique à gap. On remarque de légères variations d'intensité sur la surface métallique qui sont dues à l'excitation de plasmons de surface générés par diffraction au niveau du guide. On remarque cependant que ces plasmons de surface ont une contribution négligeable sur le comportement de la structure.

En comparant les images 2.25 (b) et (c), on remarque que l'intensité du champ dans le guide sans nano-antenne est modulé, signe d'une faible adaptation d'impédance, contrairement au cas avec nano-antenne. Ceci démontre le couplage entre le guide et la nano-antenne dans le processus d'émission. On remarque également qu'avec ou sans nano-antenne, la distribution du champ dans la courbure excitée reste inchangée et que le maximum d'intensité est décalé vers la gauche pour une polarisation circulaire gauche. Cela montre que la partie courbée du guide peut être isolée du reste de la structure guidante pour étudier le couplage spin-orbite à l'origine du phénomène d'unidirectionnalité. On remarque également que les deux nano-antennes ont leur moment dipolaire dans la

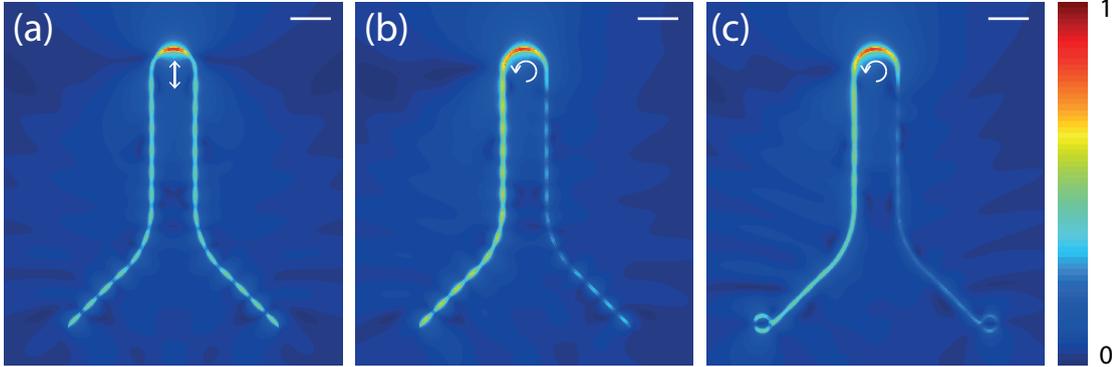


FIGURE 2.25 – Distribution d'intensité à 10 *nm* au dessus de la structure. (a) Structure sans nano-antenne excitée par un faisceau gaussien polarisé linéairement. (b) Structure sans nano-antenne excitée par un faisceau gaussien de polarisation circulaire gauche. (c) Structure complète avec nano-antenne excitée par un faisceau gaussien de polarisation circulaire gauche. La barre d'échelle en haut à droite pour les trois images est de 500 *nm*.

même direction verticale.

Enfin, on remarque que lorsque l'on excite la structure avec un faisceau transportant un spin longitudinal, la symétrie de la structure est bien brisée et l'on peut diriger le flux d'énergie dans une des deux directions possibles afin d'exciter sélectivement une des deux nano-antennes.

Les résultats de ces simulations FDTD 3D en champ proche valident théoriquement le nouveau concept de nano-interrupteur optique proposé pour adresser sélectivement deux nano-antennes identiques.

Nous allons maintenant déterminer l'allure du champ lointain émis par la structure dans le cas où celle-ci est excitée par un faisceau polarisé circulairement. Ainsi, nous aurons des informations supplémentaires sur le type d'images que l'on peut attendre expérimentalement avec un montage de microscopie en champ lointain classique.

Simulation d'image en champ lointain Le but de cette section est de prédire l'image expérimentale que l'on s'attend à observer si l'on excite notre structure avec un faisceau gaussien polarisé circulairement. Il faut alors simuler la propagation de la lumière émise au niveau de la structure par un système imageur d'ouverture numérique $ON = 1$. Pour cela, nous allons exploiter la distribution d'intensité dans le vide à 10 *nm* de la surface obtenues précédemment (Fig. 2.25 (c)) afin de calculer le spectre en onde plane de cette distribution de champ.

La connaissance de la distribution du champ électromagnétique dans un plan donné nous permet de déterminer la distribution du champ émis dans le champ lointain. En effet, le champ \mathbf{E}_∞ loin de la source (c'est à dire $r \gg \lambda$) peut se calculer à l'aide du spectre en ondes planes par la relation [Novotny et al., 2012] :

$$\mathbf{E}_\infty(k_x, k_y) = -2\pi i k_z \hat{\mathbf{E}}(k_x, k_y, 0) \frac{e^{ikr}}{r} \quad (2.27)$$

Le champ lointain est en effet entièrement déterminé par le spectre en ondes planes dans un plan donné. Nous avons donc écrit un code sous Matlab pour calculer le spectre du champ à 10 nm de la surface. Le résultat obtenu est visible sur la figure 2.26 (a). On remarque que le spectre est décentré sur la gauche et qu'il est constitué de franges d'interférences qui traduit la présence de deux sources lumineuses cohérentes [Born et al., 2000].

Afin de connaître la distribution du champ dans un plan donné, on calcule alors la transformée de Fourier inverse du spectre en onde plane à l'infini en effectuant l'intégrale suivante [Novotny et al., 2012] :

$$\mathbf{E}(x, y, z) = \frac{ie^{-ikr}}{2\pi} \iint_{(k_x^2+k_y^2) \leq (ON \times k)^2} \mathbf{E}_\infty(k_x, k_y) e^{i[k_x x + k_y y \pm k_z z]} \frac{1}{k_z} dk_x dk_y \quad (2.28)$$

avec ON l'ouverture numérique du système optique qui permet d'imager. Le signe \pm dépend si on souhaite déterminer le champ dans la partie $z > 0$ ou $z < 0$.

Le résultat de cette intégrale avec une ouverture numérique $ON = 1$ du système imageur est visible du la figure 2.26 (b).

On remarque alors trois taches lumineuses. Tout d'abord une tache intense centrée en haut de l'image correspondant à la lumière directement transmise par la structure au niveau de la zone d'excitation et qui ne s'est pas couplée au guide plasmonique. Une autre tache moins intense se situe en bas à gauche de l'image. Elle correspond à la lumière émise par la nano-antenne excitée en champ proche par le mode guidé lancé au niveau de la zone courbée du guide. Cette tache est plus intense que celle que l'on remarque en bas à droite et qui correspond à la lumière émise par la nano-antenne connectée au canal du guide non-excité. Ce résultat nous conforte dans le fait que nous pouvons démontrer expérimentalement le processus d'unidirectionnalité plasmonique nanométrique avec la structure proposée en l'insérant dans un montage de microscopie classique. Il est en effet très clair sur cette image que l'énergie couplée au mode guidé est principalement dirigée vers une seule des deux nano-antennes.

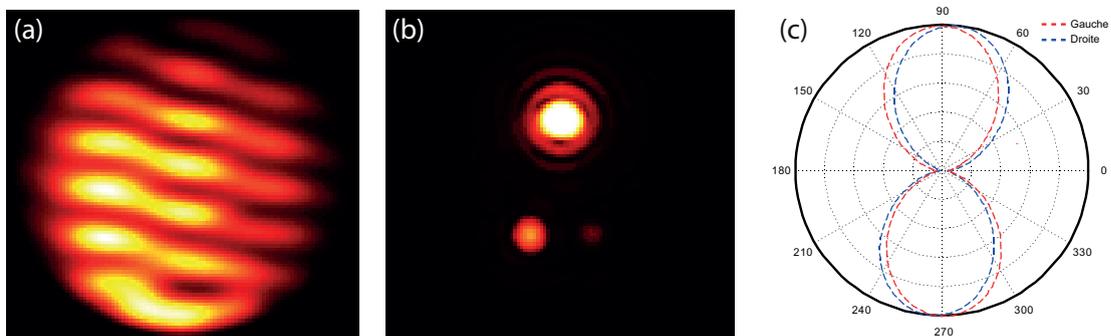


FIGURE 2.26 – (a) Spectre spatial du champ à 10 nm au dessus de la structure. (b) Image théorique en champ lointain de la structure imagée par un système imageur d'ouverture numérique égale à 1 (c) Diagramme de polarisation des deux nano-antennes simulé à travers un système imageur d'ouverture numérique égal à 1.

Les images en champ proche nous laissait présager que l'émission par les nano-antennes était de type dipolaire. Nous pouvons vérifier en champ lointain cette conjecture

en déterminant le diagramme de polarisation de chacune des nano-antennes.

Il nous suffit pour cela d'appliquer numériquement un analyseur sur l'image obtenue. Par analyseur nous sous-entendons ne prendre que la projection des composantes transverses E_x et E_y selon un axe faisant un angle α avec l'horizontale. L'action d'un analyseur transforme en effet en chaque point les composantes du champ ainsi :

$$E'_x \rightarrow E_x \cos \alpha \quad (2.29)$$

$$E'_y \rightarrow E_y \sin \alpha \quad (2.30)$$

$$E'_z \rightarrow E_z \quad (2.31)$$

L'intensité en chaque point "après" l'analyseur en fonction de l'angle α devient alors :

$$I(\alpha) = \mathbf{E}'(\alpha) \cdot \mathbf{E}^{*\prime}(\alpha) = E_x E_x^* \cos^2 \alpha + E_y E_y^* \sin^2 \alpha + \cos \alpha \sin \alpha (E_x E_y^* + E_y E_x^*) + E_z E_z^* \quad (2.32)$$

La détermination de l'intensité "après" cet analyseur, appliqué à la tache lumineuse associée à chaque nano-antenne, pour différents angles α donne alors le diagramme de polarisation représentés en coordonnées polaires sur la figure 2.26 (c).

On observe un rayonnement de type dipolaire polarisé selon l'axe vertical. Cela nous confirme que cette lumière correspond à celle émise par les nano-antennes et non par d'éventuelles fuites du guide lui même. Ces informations seront alors à comparer avec les résultats expérimentaux que nous obtiendrons par la suite.

La structure étant maintenant optimisée et analysée numériquement en champ proche et lointain, nous pouvons passer à la fabrication de cette structure et de sa caractérisation expérimentale afin de démontrer le mécanisme d'unidirectionnalité.

2.4/ DÉMONSTRATION EXPÉRIMENTALE

La démonstration expérimentale du couplage spin-orbite extrinsèque en régime plasmonique et de l'adressage sélectif de nano-antennes comporte plusieurs étapes. Tout d'abord, il y a l'étape de fabrication de la structure. Ensuite la structure est placée dans un montage expérimental de microscopie en champ lointain. Une fois tous les éléments placés, nous vérifions que la lumière détectée provient des nano-antennes en déterminant expérimentalement l'état de polarisation de la lumière émise. Nous démontrons ensuite l'unidirectionnalité sur différentes structure sur la base du couplage spin/orbite-extrinsèque introduit au chapitre 1.

2.4.1/ FABRICATION DES NANOSTRUCTURES

On rappelle ici que les structures envisagées sont obtenues en creusant une tranchée dans une couche mince d'or. Pour cela, nous avons opté pour le dépôt par évaporation d'une couche d'or sur lame de verre.

Afin de s'assurer de la bonne accroche de l'or sur le verre, un dépôt d'une couche d'une dizaine de nanomètre de titane est envisagé. Une fois ce dépôt d'accroche réalisé, on effectue alors l'évaporation de l'or sur la couche de chrome.

La centrale MIMENTO à Besançon permet de réaliser ce type de dépôt. J'ai donc effectué les différentes formations de salle blanche afin d'effectuer moi-même les dépôts. Malheureusement, une panne d'une machine à cette période m'a empêché d'effectuer moi-même les dépôts. Nous avons alors commandé des lames porte-objet de microscope couverte d'une couche de chrome de 10 *nm* recouverte d'une couche d'or de 100 *nm*. Pour éviter toute contamination, nous avons déposé ces lames en salle blanche dès réception.

Avec l'aide Roland SALUT, ingénieur à la centrale MIMENTO, nous avons alors élaboré les structures par FIB (Focused Ions Beam = Faisceau d'ion focalisé). Le FIB utilisé est un Dual Beam SEM/FIB Helios 600i utilisant des ions Ga^+ focalisés (voir figure 2.27). La gravure par FIB conduit à l'éjection des atomes que l'on souhaite retirer. Roland Salut s'est occupé d'optimiser les paramètres d'usinage pour avoir la structure la plus proche possible de notre cahier des charges. Notons que le FIB utilisé comporte aussi une colonne SEM (Sanning Electron Microscopy) qui permet de visualiser l'échantillon avec une précision au nanomètre. Toutes les images de microscopie électronique qui ont été réalisées dans le cadre de cette thèse ont été effectuées avec cet appareil.

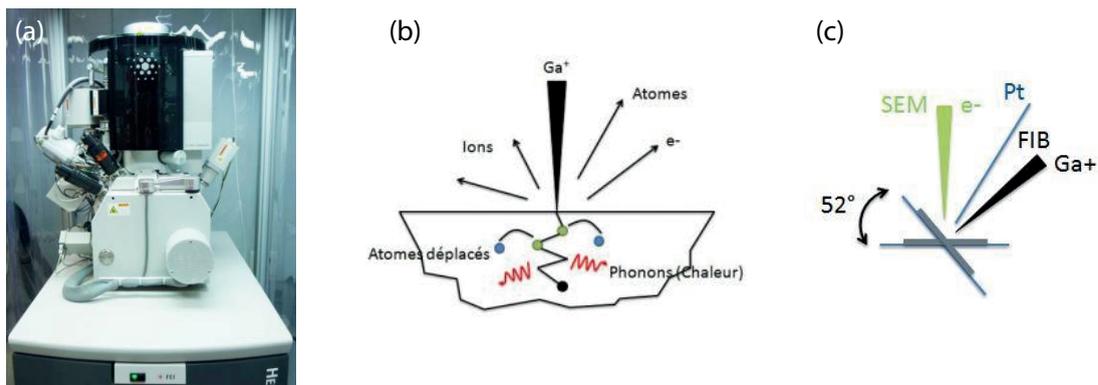


FIGURE 2.27 – (a) Photo du FIB Dual Beam SEM/FIB Helios 600i disponible à la centrale MIMENTO. (b) Principe de fonctionnement de la gravure FIB. (c) Schéma illustrant la position des deux faisceaux (électronique et ionique) par rapport à l'échantillon dans le FIB utilisé.

Ce type de faisceau ne pouvant pas faire des tranchées verticales sur une épaisseur de 100 *nm* dû aux problèmes de redéposition des atomes arrachés localement à la couche d'or, la première étape a été de trouver le meilleur compromis et les paramètres d'usinage afin que la section du guide soit la plus proche de celle modélisée. Nous avons finalement décidé de régler le FIB de manière à avoir une largeur moyenne du gap de 50 *nm* avec une largeur de 30 *nm* au niveau de la lame de verre et 70 *nm* au niveau de l'interface avec l'air, comme le montre la figure 2.28. Ce profil a été réalisé en effectuant une coupe au FIB dans un guide après avoir déposé sur la couche d'or une couche protectrice de platine (visible en gris foncé sur la partie haute de l'image).

Une fois cette étape réglée, nous pouvons passer à la gravure des structures guidantes envisagées. La figure 2.29 montrent différentes structures que l'on a fabriquées. Comme on peut le voir, nous avons testés différentes valeurs d'arc pour la courbure du guide au niveau de la zone que l'on souhaite excitée. A l'exception de la structure sur la figure 2.29

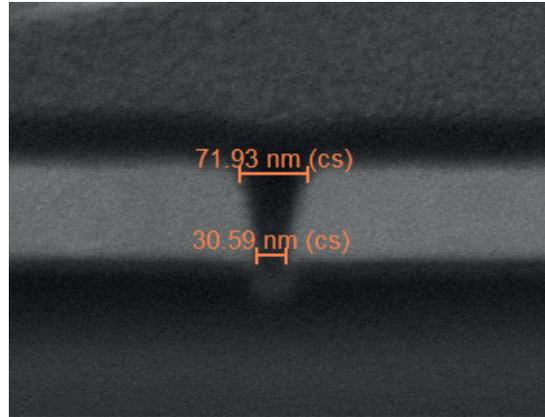


FIGURE 2.28 – Image MEB d'une coupe du guide réalisée au FIB. L'épaisseur du gap au niveau du verre est d'environ 30 nm et au niveau de l'air d'environ 70 nm .

(b) (où les guides se terminent dans des "piscines" d'air), l'extrémité des guides est sans nano-antenne. En effet nous souhaitons dans un premier temps vérifier le processus d'unidirectionnalité avant de complexifier la structure avec l'ajout des nano-antennes.

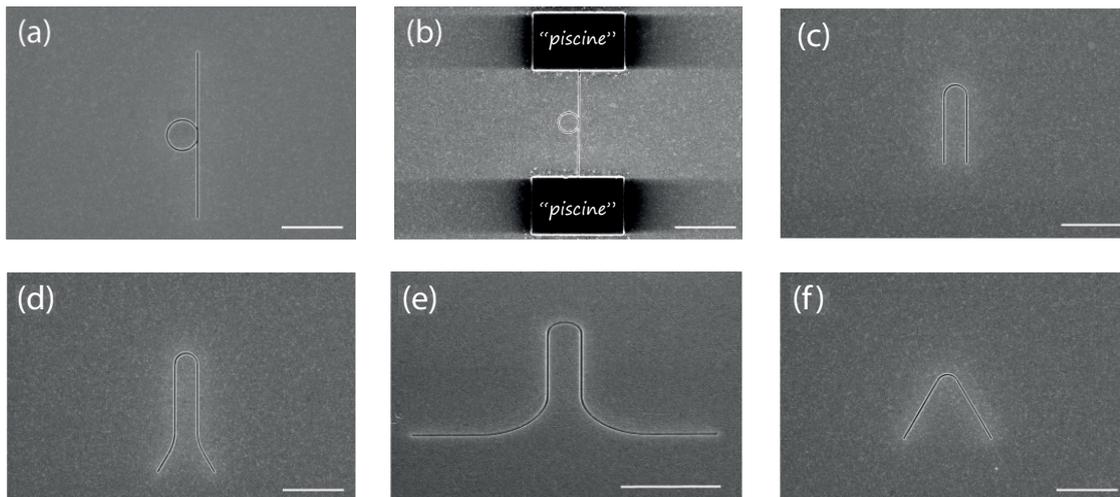


FIGURE 2.29 – Premiers essais de structures gravées sans nano-antenne aux extrémités. (a) et (b) avec une courbure du guide d'arc de 2π . (c) (d) et (e) avec une courbure du guide d'arc de π . (h) avec une courbure d'arc de $\frac{\pi}{2}$ et (f) avec une courbure du guide d'arc de $\frac{2\pi}{3}$. La barre d'échelle sur chaque image correspond à une longueur de $3\text{ }\mu\text{m}$.

Toutes ces structures n'ont pas amené de résultats probants car l'intensité de la lumière émise aux extrémités des guides était faible par rapport à la lumière directement transmise au niveau des virages. Après 4 échantillons testés, nous avons fabriqué le dernier échantillon comportant des structures avec nano-antennes et sans nano-antennes comme le montre la figure 2.30.

On remarque sur cette figure que les jonctions entre le virage et les deux parties droites du guide sont nettes ainsi que les jonctions avec les nano-antennes. Ce point a fait l'objet de nombreux tests préalables. C'est avec les structures de ce dernier échantillon que l'on a observé de manière nette l'excitation unidirectionnelle des modes guidés plasmoniques. Nous allons dans la section suivante décrire du montage expérimental dans lequel a été

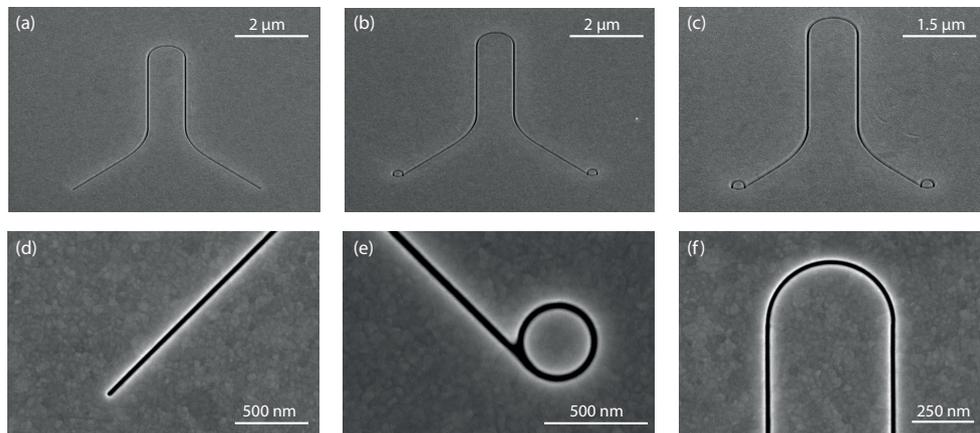


FIGURE 2.30 – Exemples de structures gravées sur le 5ème et dernier échantillon. (a) sans nano-antenne. (b) et (c) avec nano-antenne. (d) zoom sur une extrémité du guide sans nano-antenne. (e) zoom sur une nano-antenne reliée au guide. (f) zoom sur la courbure de $1 \mu\text{m}$ de diamètre.

inséré cet échantillon pour réaliser la caractérisation des structures.

2.4.2/ MONTAGE EXPÉRIMENTAL

Afin de démontrer expérimentalement l'adressage en champ proche sélectif de nano-antennes par couplage spin-orbite extrinsèque au sein d'un guide plasmonique, nous avons placé l'échantillon précédent dans un montage de microscopie en champ lointain (Voir Figures 2.31 pour une photo du montage et 2.32 pour un schéma détaillé).

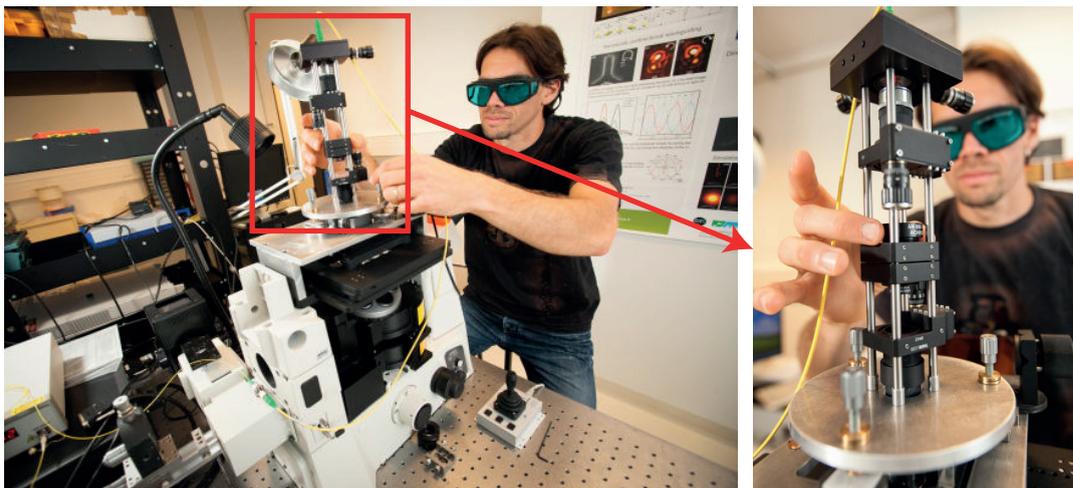


FIGURE 2.31 – Photos du montage expérimental mis au point pour l'adressage de nano-antennes.

La partie excitation de la structure est composée d'une source laser fibrée Agilent accordée sur la longueur d'onde $\lambda_0 = 1,55 \mu\text{m}$. Le mode est ensuite injecté dans un amplificateur délivrant en sortie une puissance de $P = 40 \text{ mW}$ dans une fibre SMF-28 monomode à la longueur d'onde de $1,55 \mu\text{m}$. L'état de polarisation en sortie de fibre est contrôlé à l'aide

d'un contrôleur de polarisation fibré de type "boucles de Lefevre". La fibre est connectée à un banc vertical jusqu'à un collimateur qui transforme le mode guidé en faisceau collimaté. Ce faisceau traverse ensuite un polariseur linéaire puis une lame quart d'onde afin de préparer le faisceau excitateur dans l'état de polarisation souhaité. Ce faisceau est ensuite focalisé par un objectif de microscope à large ouverture numérique ($ON = 0.9$) sur l'échantillon. Afin que le plan focal de l'objectif soit placé sur l'échantillon, cet objectif est positionné sur une platine de translation en Z (le long de l'axe de propagation). Le banc vertical entier est posé sur un "trait-point-plan" fabriqué dans nos ateliers. Le "trait-point-plan" est lui-même déposé sur une platine de translation 2D (XY) contrôlée par piézoélectrique.

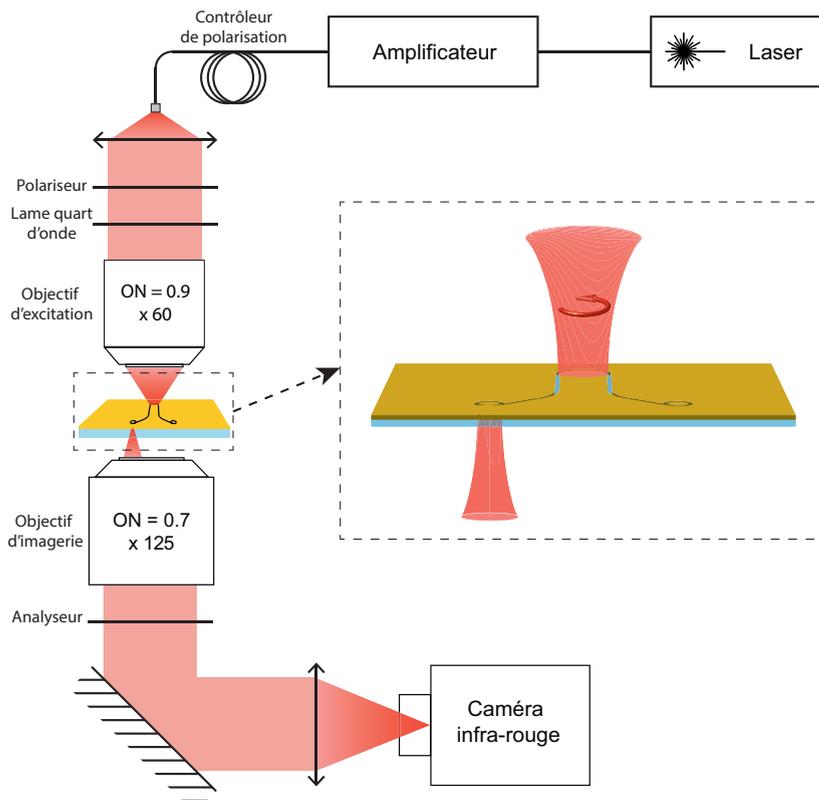


FIGURE 2.32 – Schéma du montage expérimental mis au point pour exciter et observer en champ lointain le dispositif d'adressage sélectif de nano-antennes par couplage spin-orbite. Dans l'encadré, un zoom sur la structure.

La partie "observation" est réalisée à l'aide d'un microscope inversé. L'échantillon est placé sur une platine de translation 2D (XY) dont le contrôle "grossier" est obtenu par vis manuelles et le contrôle de précision à l'aide d'une platine 3D piézoélectrique. L'objectif d'observation a un grossissement $\times 125$. Il est monté sur une platine de translation en z . A la sortie de l'objectif nous avons placé un analyseur. L'image est ensuite formée sur une caméra infra-rouge Xenics à l'aide d'une lentille convergente (lentille de champ).

L'alignement et la mise au point des objectifs s'effectue pas à pas. Dans un premier temps, nous ne plaçons pas l'objectif excitateur (en amont de la structure) ni l'objectif imageur (en dessous de la structure). Nous avons alors une onde plane incidente qui est focalisée par une lentille sur le capteur de la caméra. La caméra se situe au foyer focal de la lentille et nous recherchons alors à placer la tache imagée au centre du capteur (tout

en vérifiant la symétrie cylindrique de la tache imagée). Le banc et le système imageur sont alors alignés. Nous ajoutons ensuite l'échantillon et l'objectif d'observation (mais pas l'objectif d'excitation). Ainsi l'objet est éclairé par une onde approximativement plane, car large par rapport aux structures, et la position de l'objectif d'imagerie est déterminé en recherchant la distance échantillon/objectif pour laquelle l'image de l'objet est nette. La position de l'objectif d'imagerie est alors bloqué et nous ajoutons l'objectif d'excitation. La position verticale z de l'objectif d'excitation et la position x et y du banc vertical sont déterminées de manière à observer une tache centrée sur la caméra la plus petite possible. Une fois ces réglages spatiaux effectués, nous pouvons passer à la préparation de l'état de polarisation du faisceau à l'aide du polariseur et de la lame quart d'onde. L'analyseur est utilisé pour vérifier l'état de polarisation du faisceau incident ainsi que pour étudier l'état de polarisation de la lumière émise par la structure. Le contrôleur de polarisation est réglé de sorte qu'en sortie de fibre, le faisceau est linéairement polarisé parallèlement au polariseur placé en sortie du collimateur. Ainsi nous optimisons la puissance transmise par le système d'excitation.

Avant de placer la lame quart d'onde, nous vérifions tout d'abord que le faisceau est spatialement à symétrie cylindrique lorsque que l'analyseur est parallèle au polariseur (Fig. 2.33 (a)). Nous avons également vérifié que le faisceau focalisé correspond à un mode gaussien polarisé linéairement en observant l'image du faisceau focalisé avec l'analyseur orthogonal au polariseur. Comme le montre la figure 2.33 (b), on observe la structure optique à "4 pétales" attendue lorsque analyseur et polariseur sont croisés [Novotny et al., 2012].

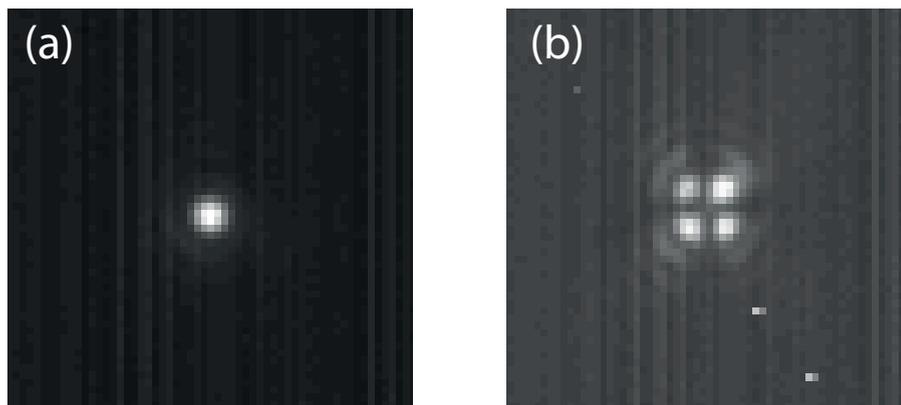


FIGURE 2.33 – Images du faisceau focalisé sur la surface métallique. (a) Polariseur et analyseur sont parallèles (b) Polariseur et analyseur sont orthogonaux. Le temps d'acquisition de la caméra a été multiplié par 150 pour la figure (b) (cela se voit très bien sur le fond continu des deux images).

Ensuite les positions de la lame quart-d'onde pour lesquelles le faisceau est polarisé circulairement (droite et gauche) sont déterminés avec précision en vérifiant que l'image du faisceau focalisé est indépendante de l'orientation de l'analyseur.

2.4.3/ ÉTAT DE POLARISATION DE LA LUMIÈRE ÉMISE PAR LES STRUCTURES GUIDANTES

Comme nous l'avons vu dans la partie simulation numérique, les nano-antennes sont rayonnent toutes deux un champ polarisé rectilignement selon l'axe vertical. La lumière émise par les extrémités de guides d'une structure sans nano-antenne doit également être polarisée rectilignement. Le champ émis aux extrémités du guide est polarisé perpendiculairement à la direction du guide (car le champ du mode guidé est essentiellement transverse), soit avec un angle de $\frac{\pi}{4}$ par rapport à la verticale. Les champs émis par chacune des deux extrémités de guides sans nano-antennes sont donc polarisés perpendiculairement entre eux (puisque les deux morceaux de guides sont perpendiculaires entre eux au niveau des extrémités).

Afin d'étudier l'émission des structures fabriquées, nous avons tout d'abord excité les structures au sommet de la courbure du guide avec un faisceau focalisé polarisé rectilignement (la lame quart d'onde est retiré du banc vertical). Les modes contrapropagatifs sont alors lancés au niveau de la courbure de la structure de manière symétrique et les deux nano-antennes sont excitées en champ proche et émettent de la lumière.

Comme nous l'avons vu avec les résultats numériques, trois zones principales d'émission de lumière sont visibles. On observe une tache en haut au centre correspondant à la lumière directement transmise par la structure au niveau de zone d'excitation. Cette tache correspond à de la lumière transmise à travers la structure sans être couplée aux modes plasmoniques guidés. Les deux autres taches correspondent à la lumière couplées au guide et émises aux extrémités de la structure (soit par les nano-antennes, soit par les extrémités nues du guide).

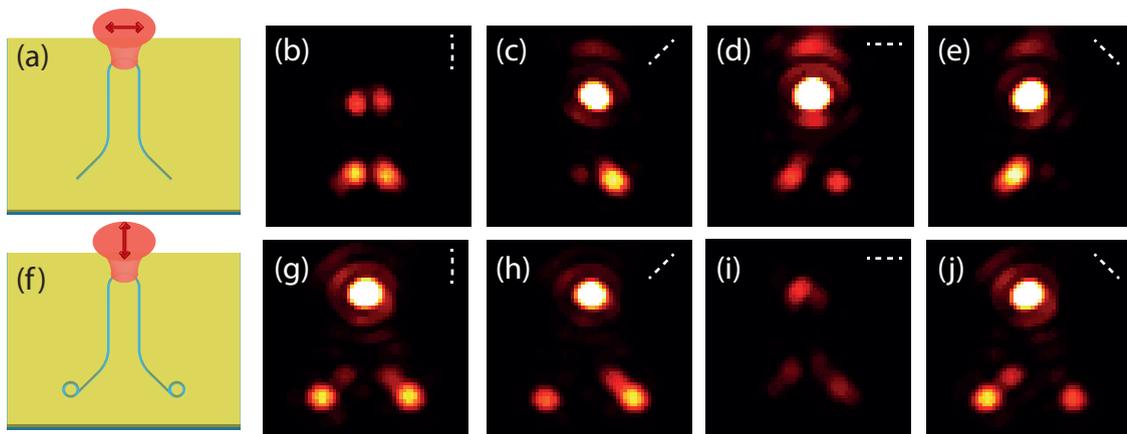


FIGURE 2.34 – Images analysées de la structure avec et sans nano-antennes. La structure est excitée au niveau de la courbure par un faisceau polarisé linéairement. Les images (a)-(e) ont été obtenues avec une structure sans nano-antenne et les images (f)-(j) avec nano-antenne. La ligne blanche pointillée en haut à gauche de chaque image représente la position de l'analyseur. La flèche sur les images (a) et (f) indique la direction de polarisation du faisceau incident. L'écartement entre les extrémités des guides des structures (a) et (f) sont différents.

Nous avons alors effectué une série d'acquisitions d'images sur caméra en tournant l'analyseur par pas de 10° (voir quelques exemples d'images acquises sur la figure 2.34). A l'aide d'un programme que nous avons écrit sur Matlab, nous avons évalué numérique-

ment la puissance lumineuse émise par chacune des nano-antennes à partir de chaque image acquise en prenant la moyenne de l'intensité en niveaux de gris d'une zone circulaire centrée sur la tache émise. Cette valeur pour chaque nano-antenne et pour chaque angle a ensuite été normalisée par la valeur maximale déterminée. La puissance normalisée de la lumière émise par chaque nano-antenne a alors été tracée en coordonnées polaires en fonction de l'angle de l'analyseur avec l'horizontale.

Les résultats, présentés sur la figure 2.35 confirment parfaitement les prédictions théoriques (voir section 2.3.3.3). On observe que dans le cas de la structure sans nano-antenne la lumière émise est polarisée perpendiculairement à l'orientation de l'extrémité du guide alors que dans le cas de la structure comportant des nano-antennes, la lumière émise est polarisée verticalement pour les deux nano-antennes (voir figure 2.34).

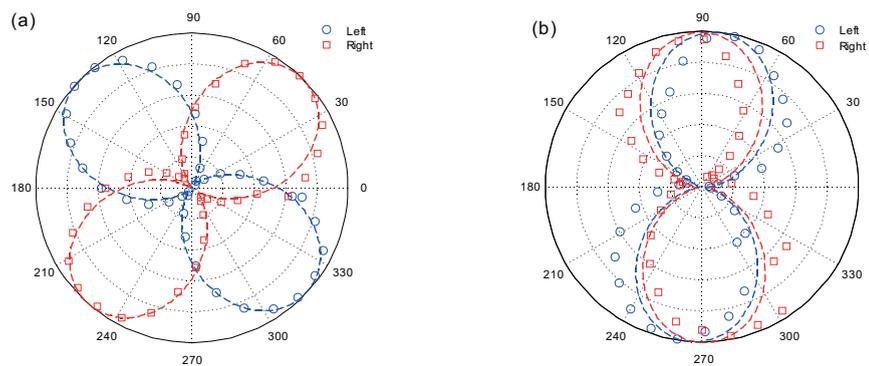


FIGURE 2.35 – Diagramme de polarisation de la lumière émise par la structure (a) avec nano-antennes et (b) sans nano-antenne. Les points correspondent aux données expérimentales et les traits en pointillés aux données numériques. Les notations "left" et "right" désignent la tache gauche et droite, respectivement.

Ces résultats confirment que l'état de polarisation de la lumière émise est contrôlé par les propriétés des nano-antennes et que cela suit parfaitement nos prédictions théoriques. D'un point de vue expérimental, cette information est très importante car elle nous permet de démontrer que l'émission de structure avec nano-antenne est assurée par les nano-antennes elles-mêmes sous excitation en champ proche, et non des fuites provenant du guide, des jonctions guide/nano-antenne, ou de la lumière directement transmise à travers l'échantillon.

2.4.4/ DÉMONSTRATION EXPÉRIMENTALE DE L'UNIDIRECTIONNALITÉ DE 95% PAR COUPLAGE *spin-orbite extrinsèque* EN RÉGIME PLASMONIQUE NANOMÉTRIQUE

Le montage est rigoureusement le même que lors de la détermination expérimentale des diagrammes de polarisation décrits dans la section 2.4.2. La seule différence est qu'au préalable, le faisceau a été préparé dans un état de polarisation circulaire à l'aide de la lame quart-d'onde et que l'analyseur est orienté selon l'axe vertical afin de filtrer une partie de la lumière directement transmise par les portions de guides droits au voisinage de la courbure.

Les images expérimentales de la figure 2.36 démontrent bien la brisure de symétrie due au couplage spin-orbite qui se produit dans la courbure du guide. On peut observer sur ces

images que lorsque la structure est excitée par un faisceau polarisé linéairement, les deux nano-antennes émettent de la lumière d'intensité sensiblement égale ce qui est le résultat attendu lorsqu'il n'y a pas de couplage spin-orbite et que la symétrie droite-gauche n'est pas brisée 2.36 (a)-(d)). Par contre, lorsque la structure est excitée par un faisceau polarisé circulairement, les images expérimentales montrent très nettement la brisure de symétrie dans l'excitation modale plasmonique (Fig.2.36 (e)-(i)). En effet, dans le cas d'une telle excitation, on remarque qu'une seule des deux nano-antennes émet une lumière environ deux fois plus intense que dans le cas de l'excitation polarisé linéairement alors que l'autre n'émet (quasi) plus de lumière.

Cela est très nettement mise en évidence dans les images obtenues avec différentes longueurs de guide et avec ou sans les nano-antennes. Le fait que ce résultat soit reproductible à différentes dates et sur différentes structures démontre clairement que notre concept de nano-interrupteur plasmonique par couplage spin-orbite pour l'adressage sélectif de nano-antennes en champ proche fonctionne.

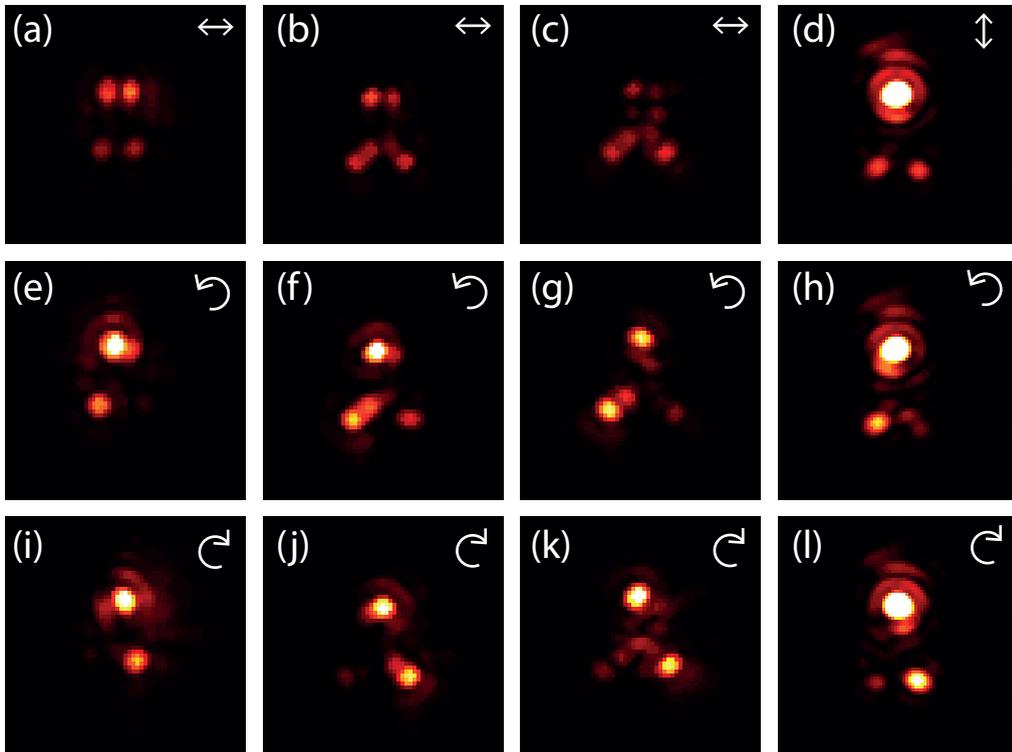


FIGURE 2.36 – Images de quatre différentes structures pour une excitation polarisée linéairement (a)-(d), circulaire gauche (e)-(h) et circulaire droite (i)-(l).

Afin de traiter des données plus quantitatives, nous avons tracés des profils des images obtenues (à l'aide de Matlab). La figure 2.37 illustre les profils d'intensité de la lumière émise par les deux nano-antennes pour différents états de polarisation. Ces résultats démontrent quantitativement la quasi extinction d'une des deux nano-antennes dans le cas d'une excitation avec un faisceau polarisé circulairement. Un autre point intéressant que nous fournit cette courbe est le fait que la nano-antenne qui est excitée émet une lumière deux fois plus intense lorsque la structure est excitée par un faisceau polarisé circulairement que lorsque la structure est excitée par un faisceau polarisé linéairement (voir figure 2.37 (a)). Cela montre que le processus mis en jeu permet de redistribuer

toute l'énergie couplée au guide, dans les deux canaux dans le cas d'une polarisation linéaire, dans un seul des deux canaux en polarisation circulaire.

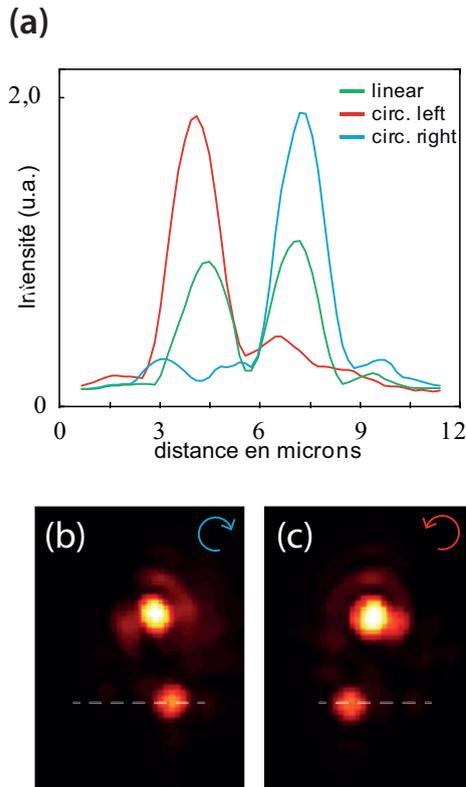


FIGURE 2.37 – (a) Coupe horizontale de la distribution d'intensité au niveaux des nano-antennes pour trois états de polarisation incident différents. La ligne selon laquelle a été effectué la coupe est indiquée sur les images (b) et (c).

Nous avons également quantifié l'unidirectionnalité en champ lointain à l'aide des résultats de l'image 2.37 (b). Nous avons déterminé l'intensité moyenne émise par chaque nano-antenne en effectuant une moyenne sur une section circulaire centrée sur le maximum de chaque nano-antenne. Le résultat montre une unidirectionnalité (défini par l'équation 2.25) atteignant 95,0%. Ce résultat est du même ordre de grandeur que les meilleurs résultats cités lors dans l'état de l'art en début de ce chapitre dans la section 2.1 et permet alors, à l'aide d'un nouveau concept basé sur un couplage *spin-orbite extrinsèque*, d'étendre les applications de l'unidirectionnalité à l'échelle nanométrique.

Les résultats expérimentaux sont en parfait accord avec la théorie. Pour la première fois, un couplage entre moment de spin et moment orbital extrinsèque a été mis en évidence en nano-plasmonique. Ce nouveau phénomène nous a permis de créer un nano-interrupteur plasmonique nanométrique qui donne la possibilité d'exciter en champ proche sélectivement deux nano-antennes identiques.

2.4.5/ COMPORTEMENT DE LA STRUCTURE EN FONCTION DE L'HÉLICITÉ DE L'ONDE INCIDENTE

D'après les observations précédentes avec les états de polarisation circulaire et linéaire, nous pouvons en prédire que si les photons sont préparés dans un état de spin donné, ils

seront couplés à un canal (droit ou gauche) donné. Afin de confirmer ce comportement, nous allons comparer l'émission des deux nano-antennes pour différents états de polarisation du faisceau incident (qui peuvent être décrits comme une superposition linéaire de deux états de polarisation circulaire comme nous l'avons introduit dans la section 1.1.3.4).

Comme nous l'avons vu dans le premier chapitre (section 1.1.3.4), il est possible de parcourir la sphère de Poincaré à l'aide d'un polariseur et d'une lame-quart d'onde. Pour une orientation particulière du polariseur, nous avons vu à travers l'équation 1.39 que l'on peut contrôler, avec l'angle α entre l'axe rapide de la lame quart-d'onde et l'axe du polariseur, la proportion de photons préparés dans l'état droit ($|\psi_d|^2$) et gauche ($|\psi_g|^2$). On rappelle ici la valeur de chacun de ces coefficients en fonction de α (Eq 1.39) :

$$\begin{cases} |\psi_d|^2 = \frac{1}{2}(1 - \sin 2\alpha) \\ |\psi_g|^2 = \frac{1}{2}(1 + \sin 2\alpha) \end{cases} \quad (2.33)$$

Sur la figure 2.38 (a), les deux courbes représentatives de $|\psi_g|^2(\alpha)$ et $|\psi_d|^2(\alpha)$ ont été tracées en trait plein sur la figure 2.38 (a). Les points correspondent aux valeurs expérimentales issues de l'expérience qui consiste à préparer le faisceau dans différents états d'ellipticité ($\sigma = |\psi_g|^2 - |\psi_d|^2 = \sin 2\alpha$) et de mesurer la puissance de la lumière émise par chaque nano-antenne pour chacun de ces états (sur la figure 2.38 (b)). On remarque que les points expérimentaux sont en excellent accord avec les courbes théoriques. L'ensemble des photons préparés dans l'état $|D\rangle$ se couple donc au mode se propageant vers la droite et l'ensemble des photons préparés dans l'état $|G\rangle$ se couple au mode se propageant vers la gauche. Ce que l'on avait observé dans la section précédente avec seulement les cas "extrêmes" que sont les polarisations circulaires et linéaire, est ici confirmé pour tout état de polarisation du faisceau incident.

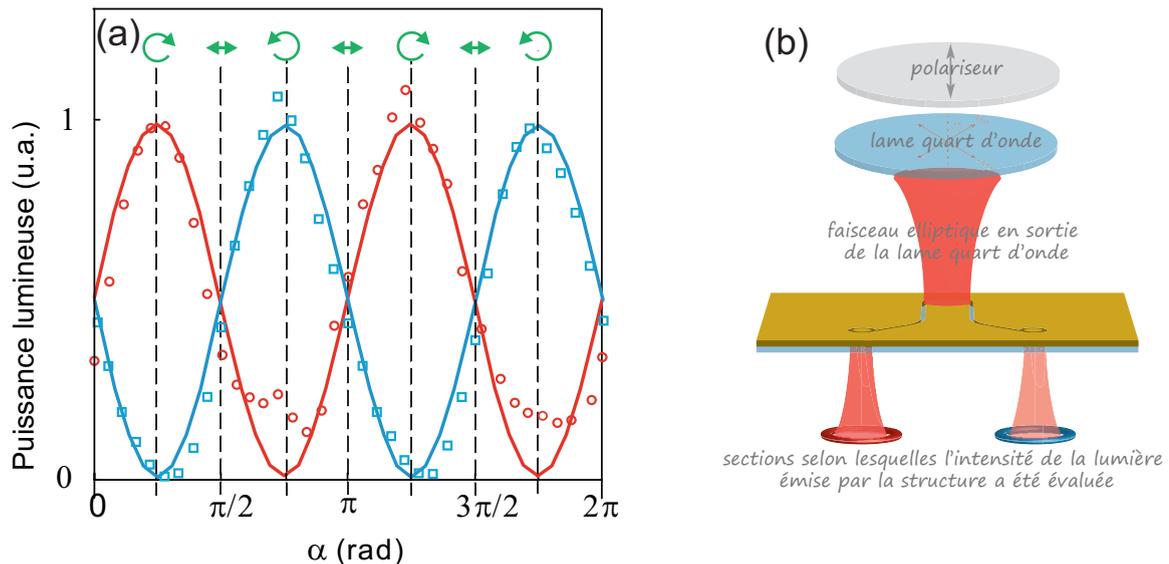


FIGURE 2.38 – (a) Les points correspondent à l'énergie lumineuse émise par la nano-antenne de gauche (points rouges) et de droite (points bleus) en fonction de l'angle α entre le polariseur et l'axe rapide de la lame quart d'onde. La ligne continue correspond à la proportion de photon préparés dans l'état gauche (rouge) et droit (bleu) en fonction de α . (b) Image représentant les mesures réalisées pour obtenir le graphique (a). Le faisceau est préparé avec une hélicité σ dépendant de l'angle α .

Notons finalement que les coefficients $|\psi_g|^2(\alpha)$ et $|\psi_d|^2(\alpha)$ s'expriment également en fonction de l'hélicité σ . Nous avons :

$$\begin{cases} |\psi_d|^2 = \frac{1}{2}(1 - \sigma) \\ |\psi_g|^2 = \frac{1}{2}(1 + \sigma) \end{cases} \quad (2.34)$$

La répartition du signal lumineux dans chaque canal de la structure, proportionnelle à la puissance émise par chaque nano-antenne, dépend alors uniquement du paramètre σ . D'un point de vue applicatif, le processus de couplage *spin-orbite extrinsèque* proposé dans le cadre de cette thèse, permet de réaliser une nano-balance optique contrôlable en champ lointain par l'hélicité du faisceau incident. Ce processus permet donc, au delà de l'adressage sélectif de deux nano-antennes identiques par un faisceau unique, de contrôler très précisément le taux de puissance injectée dans chacune d'elles.

Les expériences menées ont donc permis de démontrer que le couplage *spin-orbite extrinsèque* dans la courbure d'un guide plasmonique à gap permet d'exciter de manière unidirectionnelle des modes guidés optiques nanométrique pouvant se coupler à des nano-antennes plasmoniques. Afin de comprendre en détail ce phénomène, nous avons développé un modèle analytique de l'interaction entre le faisceau gaussien et les modes guidés générés au niveau de la courbure d'un nano-guide plasmonique que nous allons présenter dans la section suivante.

2.5/ MODÈLE ANALYTIQUE UNIDIMENSIONNEL DE L'EXCITATION UNIDIRECTIONNELLE DE MODES PLASMONIQUES

Les résultats expérimentaux de la section 2.4 démontrent que si un photon d'un faisceau incident est préparé dans l'état $|D\rangle$ (respectivement $|G\rangle$), alors il se couplera avec le mode guidé se propageant vers la droite (respectivement vers la gauche) du nano-guide courbé. Cette vision est cependant un peu trop simplifiée car chaque photon est délocalisé sur tout le faisceau incident et la distribution d'intensité dans la courbure peut, peut-être, avoir une importance non négligeable pour ce phénomène d'unidirectionnalité.

Nous présenterons dans ce chapitre un modèle analytique décrivant ce phénomène optique en se basant sur le modèle ondulatoire de la lumière.

2.5.1/ PRÉSENTATION DU MODÈLE

La figure 2.39(a) montre la zone qui interagit avec le faisceau. Les modes sont excités en tout point de cette zone. En chacun de ces points sources sont excités de part et d'autre un mode guidé élémentaire (voir figure 2.39(b)). L'amplitude de chacun de ces modes élémentaires est proportionnelle à l'amplitude du faisceau incident en ce point $A(\mathbf{r})$ et à la taille $dl = R d\phi$ de la source. Le "mode global" qui se propage dans le guide est la somme de tous les modes élémentaires.

La différence entre ces sources élémentaires, outre leurs positions et leurs amplitudes dans le cas d'un éclairage inhomogène, est leur phase initiale $\varphi_0(r, \phi)$. En effet, nous avons vu dans la section 2.2.1.2 que la courbure (circulaire) du guide induit une différence de phase géométrique entre les différents points du guide. En prenant l'origine des

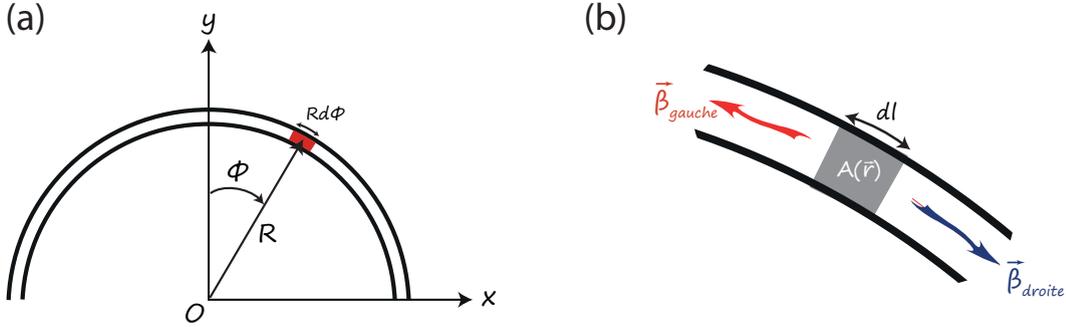


FIGURE 2.39 – (a) Partie courbée du guide (en interaction avec le faisceau incident). On place un repère au centre du virage. On note ϕ l'angle pris entre la verticale et le vecteur position considéré. Le guide continue de part et d'autre de la courbure dans la direction de l'axe Oy . (b) Zoom sur une portion courbée du guide. Chaque élément courbé de la courbure du guide est considéré comme une source élémentaire de mode plasmonique. Chaque source élémentaire excite un mode élémentaire à gauche et à droite d'amplitude initiale proportionnelle à la taille $dl = R d\phi$ et à l'amplitude du faisceau incident $A(\phi)$ en ce point. β_{gauche} et β_{droite} sont les vecteur d'onde effectif des modes lancés respectivement à gauche et à droite. La structure étant symétrique, on a $|\beta_{droit}| = |\beta_{gauche}| = \beta$.

phases telle que $\varphi_0(R, \phi = 0) = 0$, la phase initiale de chaque source est (voir figure 2.39 pour les coordonnées) :

$$\varphi_0(r, \phi) = \Phi_G(\phi) = \sigma\phi, \quad \sigma = \pm 1 \quad (2.35)$$

D'après les conclusions issues de la caractérisation numérique des modes guidées (voir section 2.3.3.1), nous pouvons, en première approximation, modéliser le mode par une composante vectorielle unique (et ramener ainsi le problème à un problème scalaire). L'amplitude complexe de chaque source élémentaire da ne dépendra que de la coordonnée angulaire ϕ . On peut alors considérer le problème comme unidimensionnel ce qui permet d'exprimer l'amplitude élémentaire ainsi :

$$da(\phi_s) = \mathcal{E}(\phi_s) e^{i\sigma\phi_s} d\phi_s \quad (2.36)$$

Avec $\mathcal{E}(\phi_s)$ l'amplitude du champ incident E_i au point de coordonnée (R, ϕ_s) qui a été couplé aux modes guidés élémentaires contrapropagatifs. Nous annotons d'un indice s chaque variable reliée directement à la position de la source.

Comme le montre la figure 2.39(b), chaque source élémentaire excite un mode élémentaire partant à gauche (dans le sens anti-horaire) et un mode élémentaire partant à droite (dans le sens horaire). Ces deux modes ayant la même longueur d'onde effective λ_{mode} , leurs vecteurs d'onde effectifs ont donc également la même valeur absolue notée β .

Nous supposons que la dynamique de l'unidirectionnalité ne dépend pas explicitement de la structure vectorielle des modes guidés. Nous considérons donc le guide comme étant un lieu de propagation unidimensionnelle dont la position est caractérisée par la coordonnée curviligne attachée au repère local du guide. La base de notre modèle est que la phase et l'amplitude sont les seules grandeurs des modes élémentaires qui sont pertinentes pour décrire le processus d'unidirectionnalité mis en jeu ici. La propagation de

ces modes élémentaires peut alors être modélisée mathématiquement par la propagation unidimensionnelle d'une onde plane scalaire.

Nous nous intéressons ici uniquement à la partie courbée de la structure guidante car seule cette zone est excitée par le faisceau incident. La seule coordonnée pertinente est alors ici ϕ et nous noterons $d\mathcal{A}_s^\sigma(\phi)$ l'amplitude de chaque mode élémentaire en une position quelconque ϕ . L'indice "s" indique que ce mode élémentaire a été créé par la source élémentaire s située à la position ϕ_s et l'exposant σ indique l'état de polarisation de l'onde incidente. Dans le modèle scalaire unidimensionnel, l'amplitude de cette "onde double" (composée des deux modes élémentaires contrapropagatif excités en ce point) $d\mathcal{A}_s^\sigma(\phi)$ s'écrit alors en fonction de la position ϕ :

$$d\mathcal{A}_s^\sigma(\phi) = da^\sigma(\phi_s) e^{i\beta R|\phi-\phi_s|} \quad (2.37)$$

avec β le vecteur d'onde effectif du mode.

La longueur de propagation δ des modes étant finie. Cette décroissance au cours de la propagation peut se modéliser aisément en prenant en compte le fait que β soit une grandeur complexe que l'on peut écrire :

$$\beta = \beta' + i\beta'' \quad \text{avec} \quad \beta' = \frac{2\pi}{\lambda_{mode}} \quad \text{et} \quad \beta'' = \frac{1}{\delta} \quad (2.38)$$

Notons au passage que l'état de polarisation qui dépend de σ n'intervient que dans le terme de la source élémentaire, il n'intervient pas dans la propagation du mode élémentaire. Le couplage spin-orbite est donc ici un phénomène qui intervient lors de l'excitation des modes. La valeur absolue $|\phi - \phi_s|$ indique que la propagation de l'onde double est symétrique par rapport à la source placée en ϕ_s .

En injectant les expression de β (Eq.2.38) et $da^\sigma(\phi_s)$ (Eq.2.36) dans l'expression de l'amplitude $d\mathcal{A}_s^\sigma(\phi)$ (Eq.2.37), on obtient alors :

$$d\mathcal{A}_s^\sigma(\phi, \phi_s) = \mathcal{E}(\phi_s) \exp \left\{ i \left[\left(\frac{2\pi}{\lambda_{mode}} + \frac{i}{\delta} \right) R|\phi - \phi_s| + \sigma\phi_s \right] \right\} d\phi_s \quad (2.39)$$

avec le terme $\sigma\phi_s$ qui correspond à la phase géométrique de la source élémentaire.

Pour avoir l'amplitude $\mathcal{A}^\sigma(\phi)$ de l'onde totale résultant de l'interférence de toutes ces ondes élémentaires, il faut alors sommer les amplitudes de toutes les ondes élémentaires générées par toutes les sources élémentaires. La distribution des sources élémentaires étant continue, on exprime alors l'amplitude totale par l'intégrale suivante :

$$\mathcal{A}^\sigma(\phi) = \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} d\mathcal{A}_s^\sigma(\phi, \phi_s) d\phi_s \quad (2.40)$$

Etant donné que l'on a fait le choix de se placer dans la base circulaire ($|D\rangle, |G\rangle$) pour exprimer l'état de polarisation de l'onde incidente, on peut alors exprimer simplement, pour tout état de polarisation, l'amplitude résultante \mathcal{A} comme une combinaison linéaire de \mathcal{A}^+ et \mathcal{A}^- . En effet, soit un faisceau incident caractérisé par le vecteur de Jones $|\psi\rangle = \begin{pmatrix} \psi_d \\ \psi_g \end{pmatrix}$, alors l'amplitude résultante \mathcal{A} s'exprime :

$$\mathcal{A}(\phi) = \psi_d \mathcal{A}^-(\phi) + \psi_g \mathcal{A}^+(\phi) \quad (2.41)$$

Enfin, au delà du virage, la structure n'étant plus excitée par le faisceau incident, la valeur absolue de l'amplitude, aux pertes près, n'évoluera plus dans les parties rectilignes du guide prolongeant le virage. L'évaluation de l'unidirectionnalité se résume donc en la connaissance de la valeur de l'amplitude aux angles extrêmes de la courbure, c'est à dire en $\phi = \pm \frac{\pi}{2}$ (voie Eq 2.40. On prendra alors à partir de maintenant les notations :

$$\mathcal{A}_d = \mathcal{A}\left(\phi = +\frac{\pi}{2}\right) \quad \text{et} \quad \mathcal{A}_g = \mathcal{A}\left(\phi = -\frac{\pi}{2}\right) \quad (2.42)$$

Une manière d'évaluer l'unidirectionnalité d'un système est de comparer l'énergie qui est véhiculée dans le canal souhaité par rapport à l'énergie totale transmise des deux côtés de la structure guidante. Notre modèle unidimensionnel étant mathématiquement un modèle d'ondes planes, le vecteur de Poynting est proportionnel au carré du module de l'amplitude. Dans le cas où l'on souhaite envoyer l'énergie uniquement dans la partie droite, on définit alors le taux d'unidirectionnalité η du système ainsi :

$$\eta = \frac{|\mathcal{A}_d|^2}{|\mathcal{A}_d|^2 + |\mathcal{A}_g|^2} \quad (2.43)$$

2.5.2/ APPLICATION AU CAS D'UN ÉCLAIRAGE HOMOGENÈME DU VIRAGE SANS PERTES

Nous proposons d'appliquer tout d'abord notre modèle au cas "d'école" d'une illumination homogène du virage. Mathématiquement cela signifie que \mathcal{E} est décrit par une fonction porte. Les modes élémentaires seront également considérés sans pertes dans un premier temps (c'est à dire que la longueur de propagation δ des modes est bien plus grande que la longueur du virage). Cette modélisation revient donc à poser :

$$\mathcal{E}(\phi_s) = \begin{cases} \mathcal{E} & \text{si } \phi_{s,min} \leq \phi_s \leq \phi_{s,max} \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad \text{et} \quad \beta = \beta' = \frac{2\pi}{\lambda_{mode}} \in \mathbb{R} \quad (2.44)$$

où les angles $\phi_{s,min}$ et $\phi_{s,max}$ délimitent la zone angulaire éclairée.

L'expression de l'amplitude $\mathcal{A}^\sigma(\phi)$ (Eqs.2.39 et 2.40) devient alors :

$$\mathcal{A}^\sigma(\phi) = \mathcal{E} \int_{\phi_{s,min}}^{\phi_{s,max}} e^{i(\beta R|\phi - \phi_s| + \sigma \phi_s)} d\phi_s \quad (2.45)$$

Du fait de la valeur absolue, cette intégrale n'est pas intégrable analytiquement pour tout ϕ . Cependant, étant donné que pour l'unidirectionnalité nous ne nous intéressons qu'aux valeurs extrêmes \mathcal{A}_d^σ et \mathcal{A}_g^σ , on peut séparer les deux cas de la valeur absolue et alors exprimer analytiquement les valeurs de \mathcal{A}_d^σ et \mathcal{A}_g^σ . Nous nous placerons également dans le cas symétrique où $\phi_{min} = -\phi_{max} = -\phi_m$ ce qui permet un traitement identique des intégrales. Les intégrales deviennent alors élémentaires :

$$\mathcal{A}_d^\sigma = \mathcal{E} e^{-i\beta R \frac{\pi}{2}} \int_{-\phi_m}^{\phi_m} e^{i(\beta R + \sigma)\phi_s} d\phi_s \quad (2.46)$$

$$\mathcal{A}_l^\sigma = \mathcal{E} e^{-i\beta R \frac{\pi}{2}} \int_{-\phi_m}^{\phi_m} e^{-i(\beta R - \sigma)\phi_s} d\phi_s \quad (2.47)$$

Le résultat de l'intégration élémentaire des expressions Eqs 2.46 et 2.47 donne alors comme expression finale :

$$\mathcal{A}_d^\sigma = \mathcal{E}' \frac{\sin[(\beta R + \sigma)\phi_m]}{\beta R + \sigma} \quad \text{et} \quad \mathcal{A}_l^\sigma = \mathcal{E}' \frac{\sin[(\beta R - \sigma)\phi_m]}{\beta R - \sigma} \quad \text{avec} \quad \mathcal{E}' = 2\mathcal{E} e^{-i\beta R \frac{\pi}{2}} \quad (2.48)$$

En injectant ces expressions dans la définition du taux d'unidirectionnalité vers la droite η (Eq.2.43) on arrive à l'expression :

$$\eta = \frac{(\beta R - \sigma)^2 \sin^2[(\beta R + \sigma)\phi_m]}{(\beta R - \sigma)^2 \sin^2[(\beta R + \sigma)\phi_m] + (\beta R + \sigma)^2 \sin^2[(\beta R - \sigma)\phi_m]} \quad (2.49)$$

D'après cette expression, il est possible de rendre ce taux d'unidirectionnalité égale à 1 quelque soit la valeur de l'angle ϕ_m si l'on a la condition :

$$\beta R + \sigma = 0 \quad (2.50)$$

En effet avec cette condition le terme à droite du dénominateur est nul et le dénominateur devient égal au numérateur ce qui donne $\eta = 1$. Cette condition est vérifiée si l'on a $\sigma = -1$ et $R = \frac{1}{\beta}$ c'est à dire (Voir Eq.2.44) $\lambda_{mode} = 2\pi R$. La longueur d'onde effective doit donc être égale à la circonférence du cercle (correspondant à la zone courbée du guide) si ce dernier était complet. Ceci correspond bien aux conditions d'accord de phase Eq 2.12 et de transfert de moment angulaire spin/orbital extrinsèque 2.14 déterminées en début de ce chapitre (section 2.2.1.2).

La condition $\sigma = -1$ correspond à une polarisation circulaire droite, ce qui est cohérent avec le fait que le mode soit lancé à droite et la condition $\beta = \frac{1}{R}$ traduit la conversion du moment angulaire de spin du photon incident en moment angulaire orbital extrinsèque du plasmon excité.

Il faut tout de même vérifier mathématiquement avec attention cette condition car les deux fonctions sinus contenant le terme $\beta R + \sigma$ deviennent également nulles. Nous allons donc effectuer un développement limité autour de la valeur $\beta R + \sigma$ en notant ce paramètre ϵ car nous travaillons autour de $\beta R + \sigma = 0$. En posant $\sigma = -1$ on a $\beta R - \sigma = 2 + \epsilon$. On obtient alors :

$$\eta = \frac{(2 + \epsilon)^2 \sin^2(\epsilon\phi_m)}{(2 + \epsilon)^2 \sin^2(\epsilon\phi_m) + (\epsilon)^2 \sin^2[(2 + \epsilon)\phi_m]} \quad (2.51)$$

$$= \frac{\epsilon^2 4\phi_m^2}{\epsilon^2 4\phi_m^2 + \epsilon^2 \sin^2(2\phi_m)} \quad (2.52)$$

$$= \frac{\Delta\phi^2}{\Delta\phi^2 + \sin^2\Delta\phi} \quad (2.53)$$

avec $\Delta\phi = 2 \times \phi_m$ l'écart angulaire total de la zone éclairée.

On voit alors que pour avoir $\eta = 1$, il faut ajouter la condition $\Delta\phi = k\pi$ avec k un entier différent de 0. Ce résultat montre alors qu'il n'est pas possible de rendre l'unidirectionnalité totale quelle que soit la portion de virage éclairée. La condition $\beta R + \sigma = 0$ n'est pas suffisante (et elle n'est d'ailleurs pas nécessaire non plus comme nous le montrerons plus loin), il faut y ajouter la condition $\Delta\phi = k\pi$. Le cas $k = 1$ correspond à un écart angulaire $\Delta\phi$ de π , ce qui signifie que le virage entier doit être éclairé. Le cas $k = 2$ correspond à cercle entier comme nous avons pu le présenter dans le cas du lanceur formant une boucle. Le cas $k > 2$ signifie que plus d'un tour est éclairé. Cela pourrait alors s'appliquer en imaginant une zone d'interaction de type spirale.

Cette condition paraît cependant irréaliste expérimentalement. Il est en effet impossible d'éclairer tout le virage sans éclairer le début des guides droits. L'excitation des guides droits ferait perdre l'unidirectionnalité.

La première solution $k = 1$, impliquant $2\pi R = \lambda_{mode}$, correspond au cas de figure d'intérêt dans cette thèse. Pour s'approcher des conditions expérimentales réalistes, il faut éclairer seulement une partie du virage, c'est à dire avoir $\Delta\phi < \pi$ soit $\phi_m < \frac{\pi}{2}$ comme l'illustre la figure 2.40.

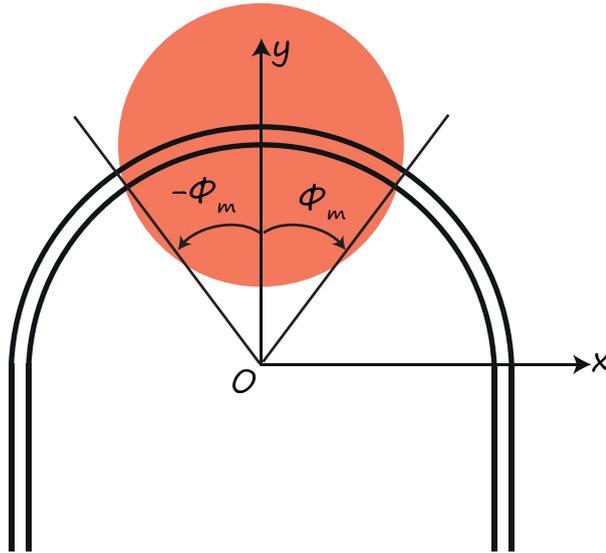


FIGURE 2.40 – Afin de ne pas éclairer les parties droite des guides, il faut éclairer la zone courbée du guide avec un faisceau spatialement limité (représenté par le rond rouge). L'intersection du faisceau et de la zone courbée du guide délimite les angles limites ϕ_m et $-\phi_m$.

Reprenons l'expression du taux d'unidirectionnalité (Eq.2.49). Il est possible d'annuler le terme de droite du dénominateur afin d'avoir $\eta = 1$. Il faut pour cela que l'on ait $\sin^2[(\beta R - \sigma)\phi_m] = 0$, c'est à dire que l'argument de la fonction sinus soit égal à $k\pi$ avec k un entier. Si l'on écrit $\phi_m = \frac{\pi}{\alpha_m}$ (avec $\alpha_m > 2$ pour n'éclairer qu'une partie du virage), cela revient à la condition :

$$\frac{2\pi R}{\lambda_{mode}} = k\alpha_m + \sigma \Leftrightarrow \lambda_{mode} = \frac{2\pi R}{k\alpha_m + \sigma} \text{ avec } k \in \mathbb{Z} \quad (2.54)$$

Ce résultat confirme que pour atteindre l'unidirectionnalité, il faut respecter une condition

reliant la longueur d'onde du mode guidé (λ_{mode}), le rayon de courbure du virage (R), l'hélicité de la lumière incidente (σ) et l'écart angulaire de la partie éclairée ($\alpha_m = \frac{\pi}{\phi_m}$) : la relation traduit bien un phénomène géométrique ($\lambda \propto R$). Comme nous l'avons observé dans les simulations FDTD, on retrouve ici le fait que si le rayon de courbure diminue, alors la longueur d'onde effective doit diminuer pour que la directionnalité soit maximale. On en déduit également le fait que si le virage n'est pas entièrement éclairé par une onde plane, alors la longueur d'onde pour laquelle on a le maximum de directionnalité est inférieure à $2\pi R$. Ceci montre alors que plus le faisceau exciteur est étroit, et donc plus il éclairera une petite zone du virage, plus la longueur d'onde à laquelle peut avoir lieu l'unidirectionnalité sera petite. Ceci explique la différence entre les résultats des simulations FDTD (section 2.3.2.2) et les prédictions basés sur un éclairage homogène du virage entier.

Ce résultat s'interprète d'ailleurs très simplement en terme de conditions d'interférences destructives entre 2 sources élémentaires distante d'un angle ϕ_m entre elle et nous allons l'illustrer ici avec le cas $k = 1$. En effet, pour que l'unidirectionnalité soit atteinte, il faut que les interférences soient destructives à une extrémité du virage et non à l'autre. L'éclairage étant homogène, il suffit de séparer la zone éclairée en deux parties égales et chercher la condition pour laquelle les modes excités dans ces deux zones interfèrent destructivement selon une direction (et non de l'autre).

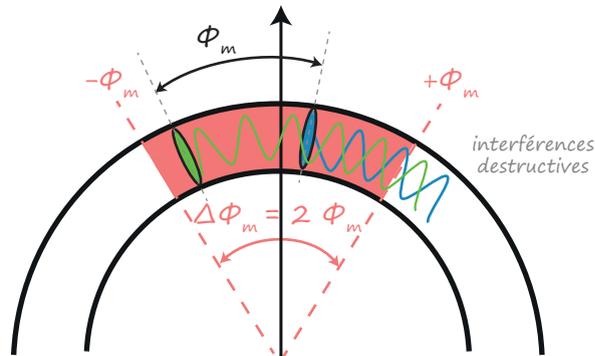


FIGURE 2.41 – Pour que l'unidirectionnalité soit totale, il faut que les ondes interfèrent destructivement deux à deux. C'est à dire que lorsqu'une onde élémentaire se propage d'un angle $\phi = \phi_m$, elle soit en opposition de phase avec l'autre onde élémentaire associée. On cherche donc la condition $\varphi_{propag}(\phi_m) = k\pi + \Phi_G(\phi_m)$.

Pour trouver cette condition, il suffit de faire interférer deux à deux les ondes élémentaires séparées dont les sources élémentaires sont séparées d'un angle ϕ_m (voir figure 2.41). Ce qui signifie que $\phi_2 - \phi_1 = \phi_m$. En effet, en associant deux à deux les ondes séparées d'un angle ϕ_m , on peut étendre la condition trouvée à toutes les ondes élémentaires excitées dans cette zone. Pour que ces ondes interfèrent destructivement, il faut qu'elles soient déphasées de π l'une par rapport à l'autre. Pour cela, il faut que la phase acquise due à la propagation entre ces deux sources soit égales à la différence de phase géométrique entre ces deux sources plus π . Cette condition s'écrit alors :

$$\varphi_{propag}(\phi_2) - \varphi_{propag}(\phi_1) = \Phi_G(\phi_2) - \Phi_G(\phi_1) + \pi, \quad (2.55)$$

$$\Leftrightarrow \beta R \phi_m = \sigma \phi_m + \pi, \quad (2.56)$$

$$\Leftrightarrow \frac{2\pi R}{\lambda_{mode}} = \sigma + \alpha_m, \quad (2.57)$$

ce qui correspond à la condition Eq.2.54 déterminée précédemment lorsque $k = 1$. Cet exemple permet de comprendre que l'unidirectionnalité est obtenue lorsque les conditions d'interférences destructives sont atteintes d'un côté du guide. Cela illustre également le fait que la fraction de virage éclairé est un paramètre clef de cette quête d'unidirectionnalité. On comprend en effet que plus les deux sources associées (séparées de ϕ_m) sont proches, plus la longueur d'onde du mode doit être courte pour que la condition d'opposition de phase soit respectée.

Cette démarche ne s'applique qu'au cas simple de l'éclairage homogène car les amplitudes des deux ondes associées sont égales. Dans un cas où l'éclairage est inhomogène (par un faisceau gaussien par exemple), les ondes associées deux à deux n'ont alors plus la même amplitude et il est alors impossible d'obtenir une amplitude résultante nulle en sortie de guide avec ce raisonnement. Il nous faut maintenant traiter le cas plus général de l'éclairage inhomogène encore plus proche de la réalité expérimentale.

Nous ne nous étendrons pas plus longtemps sur ce cas, car les fonctions portes correspondent à de trop fortes approximations dans le domaine de la nano-optique. Cependant ce modèle montre que pour une longueur d'onde effective λ_{mode} donnée, la valeur du rayon de courbure du virage permettant l'unidirectionnalité dépend de la largeur et de la position du faisceau incident. Nous allons maintenant présenter le cas de l'éclairage inhomogène qui se rapproche plus de la réalité physique expérimentale et des simulation FDTD.

2.5.3/ APPLICATION AU CAS D'UN ÉCLAIRAGE INHOMOGÈNE DU VIRAGE

2.5.3.1/ MODÉLISATION DANS LE CAS D'UN FAISCEAU GAUSSIEN

Afin de n'éclairer que le virage et non les parties rectilignes du guide afin d'assurer l'unidirectionnalité de propagation modale, il est nécessaire d'avoir un faisceau d'extension finie. Pour cela, nous pouvons focaliser sur le virage un faisceau laser de profil gaussien. Une coupe transverse d'un tel faisceau est décrite en théorie scalaire par un profil bidimensionnel de la forme suivante si l'on prend l'origine au centre du faisceau :

$$E(x, y) = E_0 e^{-\frac{x^2+y^2}{w_0^2}} \quad (2.58)$$

avec w_0 le "waist" du faisceau [Novotny et al., 2012]. Cette expression est valable lorsque l'on se place à l'endroit où le faisceau est le plus confiné (au "waist").

Pour ne pas illuminer les parties rectilignes du guide, nous plaçons le centre du faisceau plus haut que le centre du virage à une position verticale y_0 (voir figure 2.42). Cela revient à faire le changement de variable $y \rightarrow y - y_0$ dans l'expression précédente ce qui donne :

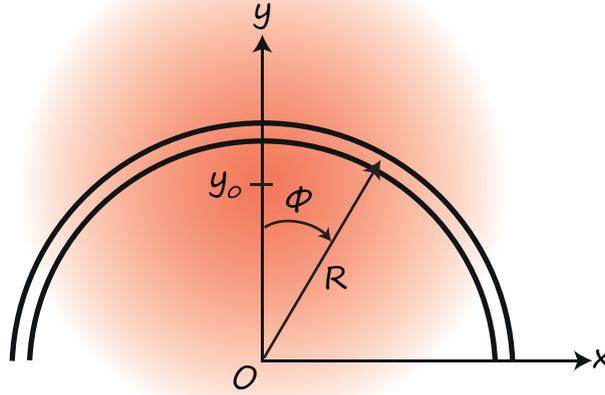


FIGURE 2.42 – La zone courbée du guide est éclairée par un faisceau gaussien centré en y_0 . On place un repère au centre du virage. On note ϕ l'angle pris entre la verticale et le vecteur position considéré. On a $y = R \cos \phi$ et $x = R \sin \phi$

$$E(x, y) = E_0 e^{-\frac{x^2 + (y - y_0)^2}{w_0^2}} \quad (2.59)$$

Afin d'obtenir les valeurs $\mathcal{E}(\phi_s)$ des sources dans le virage, il faut alors ne prendre en compte que l'intersection de ce faisceau gaussien avec le cercle d'équation :

$$x^2 + y^2 = R^2 \Leftrightarrow x^2 = R^2 - y^2 \quad (2.60)$$

Notons que réduire le guide à une ligne dans notre cas revient à négliger les variations d'intensité du faisceau incident le long de la coupe transverse du guide. Cela est valable si la largeur l du guide est petite devant le "waist" w_0 du faisceau incident. C'est le cas dans les expériences et les simulations FDTD effectuées où l'on a $\frac{l}{w_0} = 0,05 \ll 1$.

En insérant l' Eq.2.60 dans l'expression 2.59, et en exprimant le résultat en fonction de R et ϕ on obtient alors :

$$\mathcal{E}(\phi_s) = e^{-\frac{R^2 + y_0^2 - 2y_0 R \cos \phi_s}{w_0^2}} \quad (2.61)$$

C'est cette expression que nous allons insérer dans l'Eq.2.37, qui exprime l'amplitude de la source élémentaire, pour le calcul intégral des champs. Cela donne alors pour l'amplitude \mathcal{A}^σ :

$$\mathcal{A}^\sigma(\phi) = \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \exp\left(-\frac{R^2 + y_0^2 - 2y_0 R \cos \phi_s}{w_0^2} + i[\beta R|\phi - \phi_s| + \sigma \phi_s]\right) d\phi_s \quad (2.62)$$

Cette intégrale est à notre connaissance non intégrable analytiquement. Elle est donc évaluée numériquement sous le logiciel Matlab.

2.5.3.2/ EXCITATION HOMOGENE VS EXCITATION GAUSSIENNE

Afin de comparer le comportement de la structure en éclairage homogène et inhomogène, nous pouvons tirer parti de la symétrie cylindrique du faisceau gaussien. En effet, pour la valeur particulière $y_0 = 0$, c'est à dire lorsque le faisceau est positionné sur le centre de la courbure, l'éclairage y est alors homogène. Nous allons alors tout d'abord vérifier que l'on retrouve les résultats de la section 2.5.2 avec cette condition. Cela nous permettra également d'étudier l'effet des pertes dans le système indépendamment de la distribution inhomogène d'intensité dans le banc. Nous prendrons ensuite $y_0 \neq 0$ afin d'étudier les conséquences d'un éclairage inhomogène. Cela nous permettra dans un premier temps de valider notre modèle en le comparant avec le résultat des simulations FDTD avant de pouvoir en tirer d'autres informations sur l'importance de la position du faisceau et de sa taille (caractérisé par w_0). Durant toute cette étude, nous considérons une courbure formant un demi cercle.

Excitation homogène Nous avons vu précédemment que lorsque l'arc de la courbure est de $\Delta\phi = \pi$, que l'éclairage est homogène et que le mode se propage sans perte, la condition d'unidirectionnalité est :

$$\lambda_{mode} = 2\pi R \quad (2.63)$$

Dans un premier temps, nous avons essayé de retrouver ce résultat pour un rayon de courbure de $R = 0.5 \mu m$. La figure 2.43 (courbe bleue) montre que le rapport d'intensité entre le mode lancé vers la gauche et vers la droite est maximal pour la longueur d'onde $\lambda_{mode} = 2\pi \times 0,5 \mu m = 3.14 \mu m$.

Cette valeur a été déterminée en choisissant des pertes non nulles mais très faibles (longueur de propagation $\delta = 100 \mu m$) afin d'éviter les divergences numériques lors d'une division par 0 lors du calcul du rapport des intensités des modes globaux excités dans chaque direction. D'un point de vue spectral, l'ajout de ces pertes élargit le pic d'unidirectionnalité. Sans perte, la courbe représentative serait un pic de Dirac positionné à $\lambda_{mode} = 3,14 \mu m$.

Pour étudier l'effet des pertes, nous avons représenté sur la figure 2.43 les rapports d'intensité normalisés pour différentes valeurs de distance de propagation des modes δ . La courbe rouge représente le cas $\delta = 6.67 \mu m$ qui correspond à la longueur de propagation du mode obtenue lors de nos simulations FDTD. On remarque alors que pour cette valeur de la longueur de propagation, la longueur d'onde pour laquelle le déséquilibre est maximal est quasi identique à la valeur obtenue sans perte. Les pertes présentes dans notre système, bien qu'ayant une importance sur la dynamique (et donc sur la largeur spectrale du phénomène), ne changent pas la condition pour laquelle l'effet est maximum. En effet, comme on peut le voir sur la figure 2.43, un changement significatif de la longueur d'onde optimale apparaît lorsque les longueurs de propagation des modes deviennent inférieures à $1 \mu m$. Ceci est cohérent avec la géométrie de la structure considérée car si les longueurs de propagation sont inférieures à la longueur de l'arc de la courbure (ici $\pi \times 0.5 \mu m \approx 1,5 \mu m$), alors les modes générés à une extrémité de la courbure ne peuvent plus interférer à "amplitudes égales" avec ceux générés à l'autre extrémité puisqu'ils ont été fortement atténués. Le comportement des modes globaux est alors grandement modifié dans le cas de forte pertes.

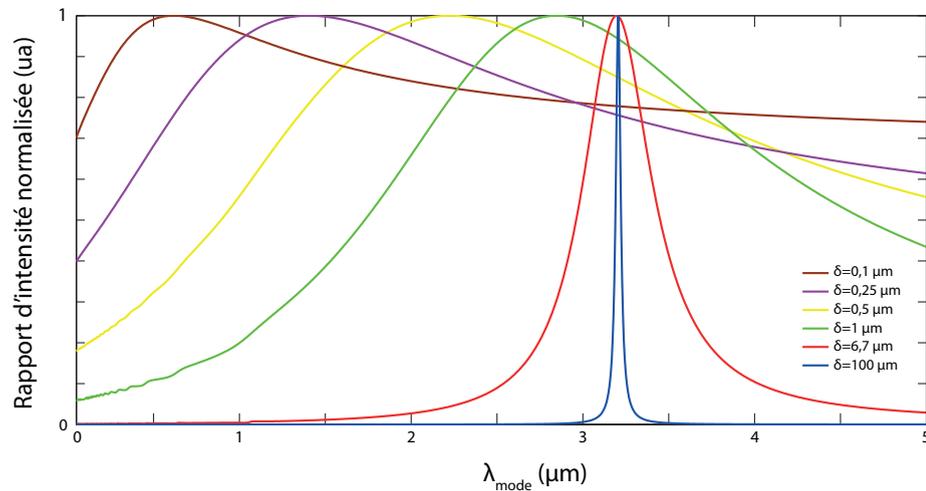


FIGURE 2.43 – Rapport d'intensités $\frac{|A_d|^2}{|A_g|^2}$ en fonction de la longueur d'onde dans le cas d'un éclairage homogène du virage de rayon de courbure $R = 0,5 \mu m$, pour différentes valeurs de la constante de propagation δ . On remarque que les pertes élargissent le pic d'unidirectionnalité. On observe également que le pic est déplacé vers les petites longueurs d'ondes lorsque les pertes augmentent.

A noter que nous avons choisi de présenter les résultats des rapports d'intensité plutôt que de l'unidirectionnalité η car les variations des courbes représentatives du rapport d'intensité sont plus rapides et rendent plus visible la dépendance spectrale du phénomène. On peut en effet voir sur la figure 2.44 que le maximum d'unidirectionnalité est bien centré sur $\lambda_{max} = 3,14 \mu m$ pour $R = 0,5 \mu m$, mais que ce maximum est très "plat". En effet, on peut voir que la plage de longueur d'onde sur laquelle ont a $\eta > 95\%$ s'étend sur environ $\Delta\lambda \approx 3 \mu m$. Cela nous montre au passage que ce phénomène est un phénomène large bande puisque si l'on définit une "bande spectrale d'unidirectionnalité à 95%", on remarque que pour $R = 0,5 \mu m$ et $\delta = 6.67 \mu m$, le facteur de qualité associé, $\frac{\lambda_{max}}{\Delta\lambda}$ serait de l'ordre de l'unité.

La figure 2.45 montre l'influence du rayon de courbure du virage sur l'unidirectionnalité. Le rayon de courbure R est le paramètre géométrique sur lequel nous avons un contrôle total lors de la fabrication de la structure. Les spectres sont déterminés en prenant une longueur de propagation de $\delta = 6.67 \mu m$.

On retrouve ici la condition $\lambda_{mode} = 2\pi R$ pour le maximum d'unidirectionnalité lorsque les pertes sont faibles. Ce que l'on remarque également sur la figure 2.45, c'est que plus le rayon de courbure augmente, plus le pic s'élargit. Ceci a également été observé sur les spectres obtenus lors des simulations FDTD (voir section 2.3.2.2). Ceci peut s'expliquer entre autre par le fait que plus la longueur d'onde est grande, plus les extremums des sinus représentant l'amplitude des modes élémentaires sont larges (en effet en notation réelles, la propagation d'une onde plane, qui modélise ici un mode élémentaire, peut être décrite par une fonction sinus). Les interférences "quasi" destructives peuvent alors se créer sur une plus grande largeur spectrale lorsque la longueur d'onde centrale est plus grande.

Ces résultats, obtenus en éclairage homogène par un faisceau gaussien centré en $y = 0$, confirment bien les prédictions émises quant à la condition d'unidirectionnalité $\lambda_{mode} = 2\pi R$. Cependant cette condition n'est plus valable lorsque l'éclairage n'est plus homogène sur

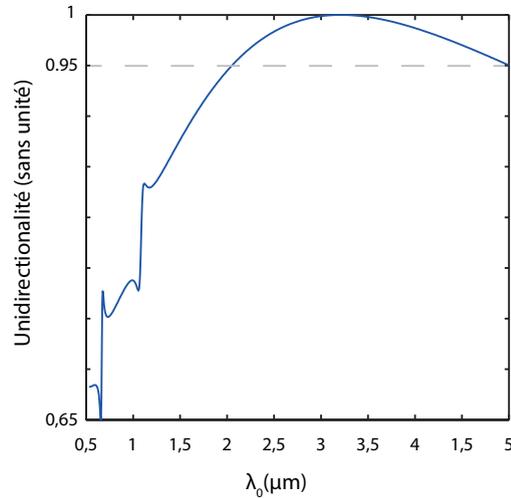


FIGURE 2.44 – Unidirectionnalité η en fonction de la longueur d'onde pour $R = 0,5 \mu\text{m}$ et $\delta = 6,67 \mu\text{m}$. La zone au dessus des pointillés correspond à une unidirectionnalité supérieure à 95%.

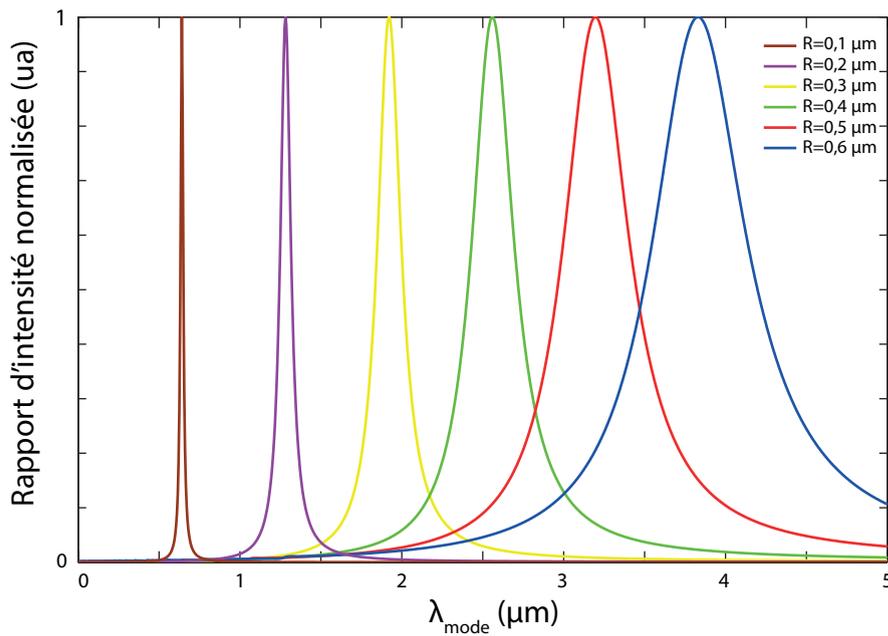


FIGURE 2.45 – Rapport d'intensités $\frac{|A_d|^2}{|A_g|^2}$ en fonction de la longueur d'onde du mode dans le cas d'un éclairage homogène du virage (par un faisceau gaussien) pour différentes valeurs du rayon de courbure.

toute la longueur du virage du guide. Ce cas de figure est modélisé dans la suite avec cette fois l'illumination par un faisceau gaussien non centré en $y = 0$.

Excitation Inhomogène

Distribution d'intensité dans la courbure Lors des simulations FDTD, nous avons remarqué la brisure de symétrie droite-gauche de deux manières différentes sur les distributions d'intensité :

- le maximum d'intensité dans la courbure est décentrée (voir FIG 2.21)
- la valeur de l'unidirectionnalité dans les conditions de simulation était de $\eta = 95\%$ (voir section 2.3.3.2).

Nous avons adapté notre modèle aux conditions des simulations FDTD, à savoir un rayon de courbure $R = 0.5 \mu m$, illuminé par un faisceau gaussien de largeur $2w_0 = 1 \mu m$ centré en $y_0 = 0.5 \mu m$, une longueur d'onde effective $\lambda_{mode} = 0.96 \mu m$ et une longueur de propagation du mode $\delta = 6.67 \mu m$. Afin de pouvoir comparer visuellement les résultats des simulations FDTD et du modèle, nous avons, après calcul, ré-exprimé les champs en coordonnées cartésiennes en faisant l'hypothèse dans notre modèle que l'amplitude de l'onde totale est non nulle dans une zone délimitée par le guide plasmonique à l'étude, et nulle en dehors. Nous avons comparé les résultats obtenus avec les deux méthodes pour différents états de polarisation. Dans les simulations, cela revient à changer les conditions d'excitation dans le logiciel RSOFTE, et dans le cadre de notre modèle, cela revient à changer les coefficients des vecteurs de Jones exprimés dans la base circulaire, $\begin{pmatrix} \psi_d \\ \psi_g \end{pmatrix}$. Comme nous pouvons le voir sur la figure 2.46, la distribution d'intensité totale dans la zone courbée du guide est bien différente si on compare les états de polarisation circulaire gauche $|\psi_g\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$ (a)-(b), circulaire droite $|\psi_d\rangle = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$ (c)-(d), rectiligne horizontal $|\psi_h\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ -1 \end{pmatrix}$ (e)-(f) et rectiligne vertical $|\psi_v\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix}$ (g)-(h).

On remarque alors que les distributions d'intensité déterminées par notre modèle sont en très bon accord avec les résultats obtenus par la méthode FDTD, et ce pour les quatre états de polarisation considérés. On remarque en particulier que les maxima d'intensité se trouvent aux mêmes endroits dans la courbure. Cela confirme la pertinence de notre modèle pour décrire qualitativement la dynamique du processus d'unidirectionnalité. Notons que notre modèle montre que si l'on éclaire la structure de manière homogène et que l'on se place à la condition $\lambda_{mode} = 2\pi R$, le maximum d'intensité, dans le cas d'une polarisation circulaire, se situe à l'extrémité de la courbure.

Outre l'observation de la brisure de symétrie droite-gauche par le décalage du maximum d'intensité d'un côté ou de l'autre de la courbure, notre modèle fonctionne aussi très bien pour modéliser les résultats obtenus pour des excitations à l'aide de faisceaux polarisés linéairement (voir figure 2.46). En effet notre modèle, qui contient intrinsèquement l'aspect polarisant de la structure en ne considérant que la composante radiale du mode, permet de différencier le cas où le faisceau incident est polarisé verticalement (Fig 2.46 (g)) ou horizontalement (Fig 2.46 (e)). Dans les deux cas de figure, les résultats issus du modèle sont en excellent accord avec la méthode FDTD.

Nous pouvons cependant noter des différences fines dans les distributions d'intensité au niveau de la courbure obtenues respectivement par les simulations FDTD et notre modèle. En effet, si l'on regarde attentivement selon une section perpendiculaire du guide, l'intensité obtenue par la méthode FDTD n'y est pas constante. On remarque en effet que l'intensité est plus grande à l'intérieur de la courbure qu'à l'extérieur. On voit ici une limite de notre modèle qui ne prend pas en compte les variations spatiales transverses d'intensité du mode. Notre modèle ne prend également pas en compte toute la dynamique du

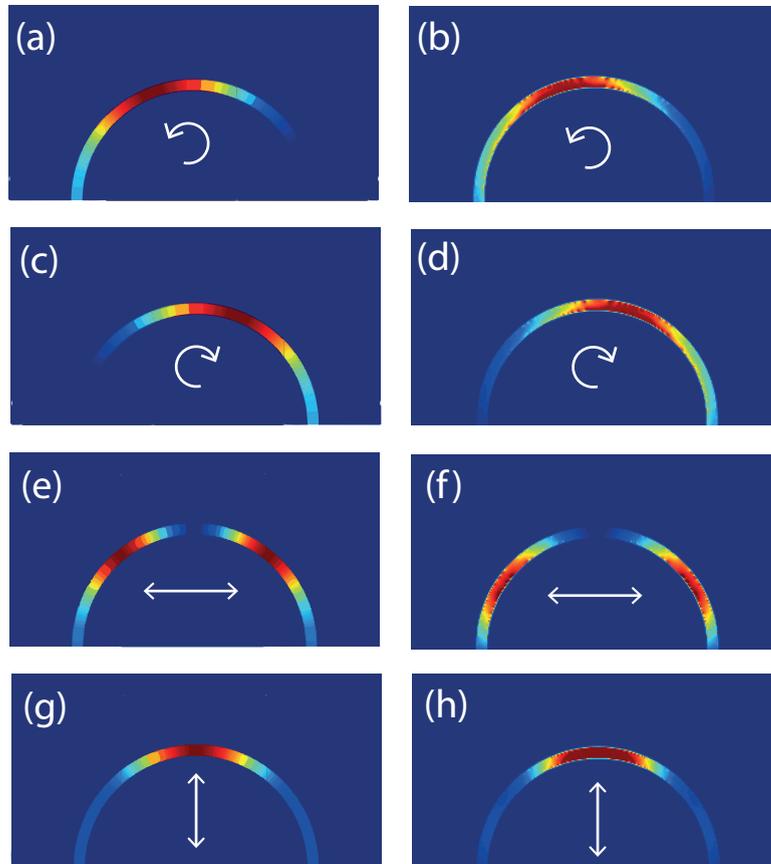


FIGURE 2.46 – Distributions d'intensité dans la courbure du guide pour 4 états de polarisation différents du faisceau excitateur. Les images (a),(c),(e) et (g) sont issues de notre modèle unidirectionnel et les images (b),(d),(f) et (h) sont issues des simulations FDTD.

couplage entre le faisceau incident et la structure car il ne considère pas un champ réel 3D confiné. Cependant, notre modèle, basé sur l'hypothèse d'un effet polarisant parfait de la structure et une distribution d'intensité constante dans toute la section transverse du guide, permet de retrouver précisément les comportements qui ont lieu au sein de la structure guidante.

D'un point de vue quantitatif, la valeur de directionalité donnée par notre modèle est de $\eta = 99.8\%$. Notre modèle surestime donc un peu les valeurs obtenues de directionalité expérimentalement ($\eta_{exp} = 95\%$) et dans les simulations FDTD ($\eta_{FDTD} = 94\%$) malgré la prise en compte des pertes dues à la propagation.

Étude spectrale et influence des paramètres d'inhomogénéité Comme nous l'avons déjà remarqué, plus le rayon de courbure du virage est faible, plus la longueur d'onde pour laquelle l'unidirectionalité est maximale diminue. Cependant, les simulations FDTD et notre modèle ont montrées que la condition $\lambda_{mode} = 2\pi R$ pour laquelle l'unidirectionalité est maximale n'est pas respectée. Nous avons alors émis l'hypothèse dans la section 2.5.2 que cette grande différence provenait du caractère inhomogène de l'éclairage.

La figure 2.47(a) superposent les dépendances spectrales de la directionalité obtenues avec notre modèle et celles obtenues par FDTD (voir section 2.3.2.2), pour différentes

valeurs de rayon de courbure R du guide. Afin de permettre cette comparaison, nous avons auparavant déterminé la relation de dispersion $\lambda_{mode} = f(\lambda_0)$ du mode plasmonique guidé en effectuant des simulations avec la méthode des éléments finis disponible dans le même logiciel *Fullwave*. Cette courbe fait donc office de calibration entre notre modèle et la méthode FDTD. En effet, notre modèle est basé sur la connaissance de λ_{mode} alors que dans les simulations FDTD le paramètre que l'on manipule est λ_0 . Dans la gamme de longueurs d'ondes étudiée, nous avons ajusté l'évolution $\lambda_{mode} = f(\lambda_0)$ (calculée pour cinq valeurs de λ_0) par une droite d'équation $\lambda_{mode} = 0.78\lambda_0 + 0.21$ comme le montre la figure 2.47(b).

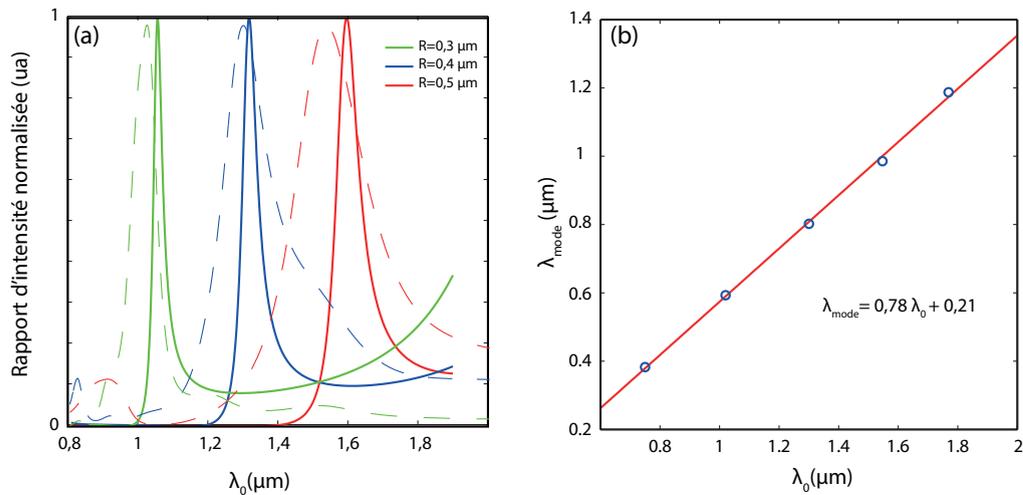


FIGURE 2.47 – (a) En trait plein : spectres du rapport d'intensité $\frac{|A_d|^2}{|A_g|^2} = f(\lambda_0)$, pour 3 rayons R différents, obtenus avec notre modèle avec un waist du faisceau gaussien de $2w_0 = 1,1 \mu m$. En trait pointillé : spectres du rapport d'intensité $\frac{|A_d|^2}{|A_g|^2} = f(\lambda_0)$, pour 3 rayons R différents, obtenus lors des simulations FDTD avec un waist du faisceau gaussien de $2w_0 = 1,0 \mu m$ (résultats présentés précédemment sur la figure 2.15). (b) Dépendance de la longueur d'onde effective du mode en fonction de la longueur d'onde d'excitation. Les ronds bleus ont été obtenus par des simulations avec la méthode des éléments finis. La ligne rouge est la courbe représentative de l'ajustement linéaire des données numériques.

Les maxima d'unidirectionnalité suivent la même évolution spectrale lorsque le rayon de courbure du guide varie. Notre hypothèse semble donc être validée et le caractère inhomogène de l'excitation rend la condition $\lambda_{mode} = 2\pi R$ caduque de manière générale. En appliquant notre modèle dans le cas d'un éclairage par un faisceau gaussien, on peut retrouver les comportements observés avec les simulations FDTD, ce qui confirme que notre modèle permet aussi de décrire spectralement le comportement de notre structure.

Il y a cependant deux différences notables entre les résultats obtenus avec notre modèle et ceux obtenus par la méthode FDTD. La première est que la largeur des pics est plus faible avec notre modèle. Cela peut être dû, entre autre, au fait que notre modèle prend une valeur de rayon unique. Ceci est une grosse différence avec les simulations FDTD dont le rayon n'est pas une valeur unique mais une distribution dont la largeur est la largeur du gap, soit 50 nm dans notre cas. Or, une variation de rayon de 50 nm déplace le pic d'environ 130 nm dans notre modèle : une extension de notre modèle, qui prendrait en compte différentes valeurs de rayon pour prendre en compte la largeur finie

du guide, donnerait alors certainement des distributions spectrales plus large de l'ordre de la centaine de nanomètre, tendant plus vers les résultats obtenus par la méthode FDTD.

La deuxième différence est que nous n'avons pas pris strictement les mêmes valeurs pour les waist des faisceaux excitateurs. En effet, les résultats de notre modèle ajustaient mieux ceux des simulations FDTD avec une valeur du waist plus large de 100 nm. La encore, il a une contribution que notre modèle ne prend pas en compte lors de l'excitation de la source et qui est pris en compte lors de la simulation FDTD : l'excitation des guides après la courbure. En effet, bien nous avons choisi un faisceau gaussien pour minimiser l'excitation des parties rectilignes du guide, ces parties sont tout de même légèrement excitées par le faisceau (nous pensons également que c'est cette raison qui fait que nous n'atteignons pas une unidirectionalité de 99 % dans le cas d'un éclairage avec un faisceau gaussien lors des simulations FDTD). Élargir le faisceau dans notre modèle permet d'exciter une zone un peu plus grande du virage, ce qui "compenserait" la partie rectiligne des guides illuminés dans le cas de la méthode FDTD, que notre modèle ne prend pas explicitement en compte.

Nous avons analysé la pertinence mais aussi les limites de notre modèle. Nous avons vu qu'il permet de retrouver de nombreux résultats observés par modélisation FDTD et expérimentalement. Ce modèle nous permet en particulier de souligner et comprendre l'importance des conditions d'éclairage de la structure sur ses propriétés d'unidirectionalité et que le caractère inhomogène de l'excitation des modes influencent fortement la dynamique de l'unidirectionalité.

Nous avons représenté sur la figure 2.48 le logarithme de la valeur du rapport d'intensité $\frac{|A_d|^2}{|A_g|^2}$ en fonction de la longueur d'onde effective du mode guidé et de la position verticale du centre du faisceau y_0 pour quatre valeurs différentes de la largeur du faisceau. Nous avons choisi la représentation logarithme car cela permet d'améliorer la visualisation des résultats.

Sur ces figures, les lignes rouge-oranges représentent les points où l'unidirectionalité est supérieure à 99%. On remarque ici l'importance de ces deux paramètres (position verticale y_0 et largeur du faisceau incident w_0). La figure 2.48(d) correspond, à l'échelle du virage excité, à un faisceau incident correspondant à une onde plane. En effet, le faisceau est 1000 fois plus large que le virage. On remarque alors logiquement que la position du faisceau n'a aucune influence sur l'unidirectionalité et on retrouve la condition $\lambda_{mode} = 2\pi R$.

Sur les figures 2.48(a)-(c) on remarque tout d'abord qu'au delà d'une certaine valeur de y_0 , que l'on notera $y_{0,lim}$, l'unidirectionalité n'est pas possible quelle que soit la longueur d'onde. On remarque que la valeur $y_{0,lim}$ augmente avec la largeur du faisceau. En dessous de la valeur $y_{0,lim}$, il y a toujours une longueur d'onde pour laquelle l'unidirectionalité est possible. On remarque également que plus la position du centre y_0 diminue, plus la longueur d'onde pour laquelle l'unidirectionalité est atteinte augmente jusqu'à atteindre la valeur $\lambda_{mode} = 2\pi R$ pour $y_0 = 0$, cas qui correspond à celui de éclairage homogène (figure 2.48(d)). Enfin, on remarque que plus la largeur du faisceau augmente, plus la zone pour laquelle l'unidirectionalité est possible se verticalise pour tendre vers le cas de l'éclairage homogène.

Ces résultats montrent l'importance cruciale du positionnement du faisceau incident et de sa focalisation pour observer le phénomène d'unidirectionalité. On voit en effet que si

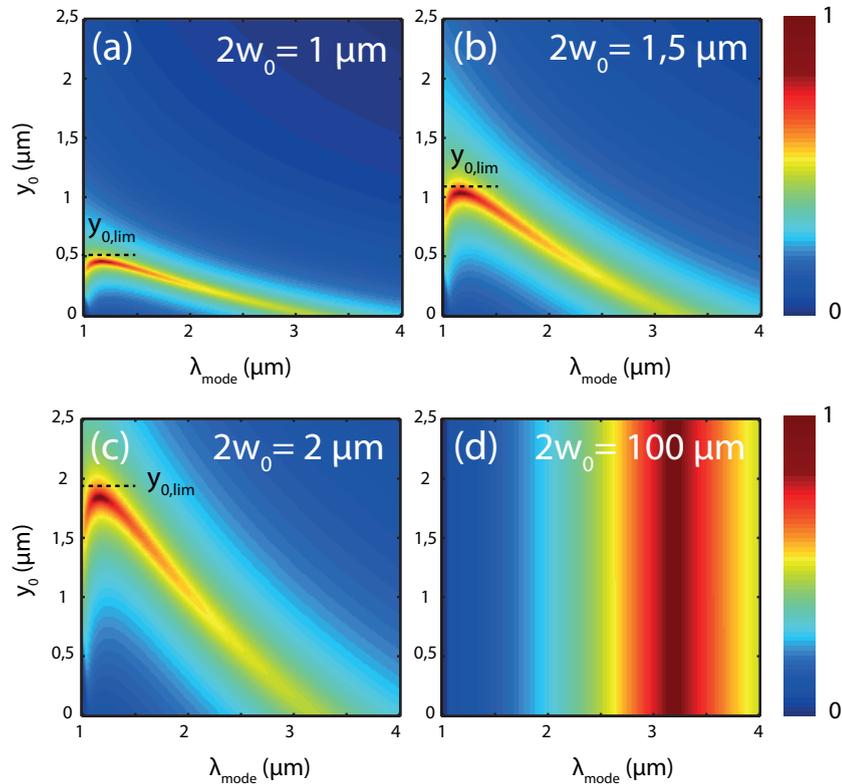


FIGURE 2.48 – Logarithme du rapport d'intensité $\frac{|A_d|^2}{|A_g|^2}$ en fonction de λ_{mode} et de la position verticale y_0 du centre du faisceau, pour 4 largeurs différentes w_0 du faisceau incident. Le rayon de courbure du guide est ici de $0.5 \mu m$ et les pertes de $\delta = 6,67 \mu m$.

le faisceau n'est pas correctement positionné ("mauvaise" valeur de y_0), ou qu'il n'est pas focalisé dans les conditions optimales ("mauvaise" valeur de w_0), le phénomène d'unidirectionalité peut ne pas être observé, même si les conditions géométriques d'unidirectionalité présentés dans la section 2.5.2 sont respectés. Ceci explique les difficultés que l'on a rencontrées au départ de nos expérimentations pour atteindre l'unidirectionalité.

CONCLUSION

Dans cette partie, nous avons montré que l'on pouvait briser la symétrie droite-gauche d'un nano-guide plasmonique en créant une interaction spin-orbite dans la courbure. L'induction de cette courbure a pour conséquence de générer un moment orbital extrinsèque aux modes plasmoniques guidés se propageant dans la structure guidante. Cette courbure induit également une phase géométrique aux différentes sources élémentaires qui excitent les modes plasmoniques guidés.

En prenant en compte ces deux observations, nous avons montré que lorsqu'une telle courbure est éclairée homogènement, il est possible d'exciter de manière unidirectionnelle un guide symétrique grâce au couplage s'opérant entre le moment de spin du faisceau incident et le moment orbital extrinsèque du mode se propageant dans le guide au niveau de la courbure.

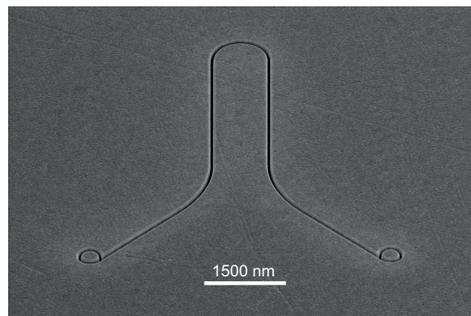
2.5 *Modèle analytique unidimensionnel de l'excitation unidirectionnelle de modes plasmoniques*

Les simulations FDTD que nous avons menées nous ont confirmées que ce nouveau mécanisme était théoriquement applicable et nous ont donnée les paramètres optimaux pour la fabrication de la structure. Nous avons alors décidé d'appliquer ce mécanisme à l'adressage sélectif de nano-antennes et nous avons fabriqués les nano-structures.

La mise en place d'une expérience de microscopie en champ lointain nous a permis de démontrer définitivement ce phénomène ainsi que la possibilité d'adresser sélectivement deux nano-antennes identiques et de même orientation.

Les différences entre nos prédictions quantitatives basées sur le couplage spin-orbite et les résultats numériques nous ont alors amenées à construire un modèle permettant de prendre en compte le caractère inhomogène de l'excitation de la structure. Ce modèle, basé sur le couplage spin-orbite générant une phase géométrique dans la courbure, nous a permis de retrouver les résultats des simulations FDTD et de confirmer que le mécanisme mis en jeu était un effet collectif sur l'ensemble de la courbure et non un couplage ponctuel.

Ces résultats, nouveaux pour la communauté scientifique, ouvrent alors de nouvelles perspectives technologiques quant à la manipulation et à la maîtrise de la lumière à l'échelle nanométrique en permettant de contrôler la direction de propagation uniquement en modifiant l'état de spin de la lumière incidente.



3

APPLICATION À LA MAGNÉTISATION DE LA MATIÈRE

Dans ce chapitre, nous allons exploiter le phénomène de couplage spin-orbite qui se manifeste lors de la propagation non para-axiale de la lumière. Ce couplage permet alors de générer des faisceaux contenant un moment orbital intrinsèque 1 (à partir d'un faisceau contenant du spin) qui pourra être transféré à un gaz d'électrons libres dans une structure métallique. Le but de ce transfert de moment angulaire lumière/matière est de créer optiquement des boucles de courant continues sub-micrométriques générant des opto-aimants nanométrique dans des matériaux non-magnétique.

A l'échelle macroscopique, il est possible de modeler spatialement un champ magnétique et son intensité au cours du temps en contrôlant les sources de champ magnétique. Les sources de champs magnétiques statiques, en physique classique, sont les courants électrique [Griffiths et al., 1999] et la relation de Biot et Savart, relation fondamentale de la magnétostatique, permet de déterminer l'expression des composantes du champ magnétique statique $\mathbf{B}(\mathbf{r})$ en chaque point de l'espace connaissant la distribution des sources de courant $\mathbf{j}(\mathbf{r}')$ en chaque point :

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \iiint_V \frac{\mathbf{j}(\mathbf{r}') \wedge (\mathbf{r} - \mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3} d^3r' . \quad (3.1)$$

Cette équation est la forme intégrale de l'équation de Maxwell-Ampère (locale) statique :

$$\nabla \wedge \mathbf{B}(\mathbf{r}) = \mu_0 \mathbf{j}(\mathbf{r}) \quad (3.2)$$

Ainsi, maîtriser la distribution des courants électriques permet de structurer à la carte le champ magnétique. La génération de courant électrique se fait très aisément en soumettant un conducteur à une différence de potentiel. A l'intérieur du métal il règne alors un champ électrique qui a pour effet de mettre en mouvement les électrons libres. Les électrons libres étant confinés dans le métal par les forces de surfaces, il suffit alors de structurer le métal pour structurer le courant électrique. Localement, l'équation 3.2 révèle que le champ magnétique tourne autour de l'élément de courant (voir figure 3.1 (a)). Afin de donner au champ magnétique une direction privilégiée, il faut alors courber la distribution de courant. Une des structures de base en magnétostatique est la boucle de courant (ou spire), qui consiste à donner au fil métallique une forme circulaire et à le mettre sous tension (voir figure 3.1)[Griffiths et al., 1999]. Les lignes de champ magnétique au centre de la boucle tendent alors vers une ligne droite. Cette boucle de courant peut être vue

comme un aimant élémentaire et on peut alors définir un pôle nord et un pôle sud sur cette structure.

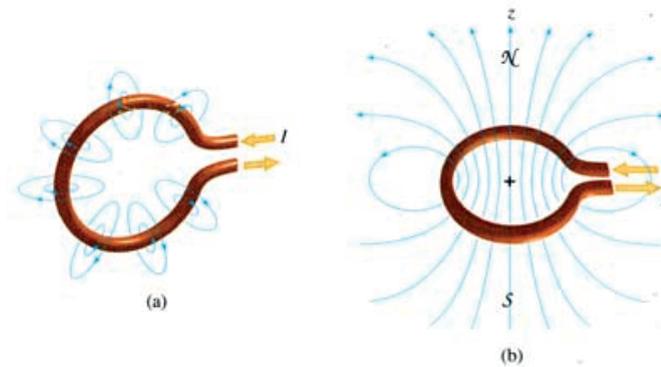


FIGURE 3.1 – (a) Structure locale du champ magnétique autour de 7 éléments de courant élémentaires considérés comme localement linéaires. Le champ magnétique "tourne" autour de la source de courant élémentaire. (b) Champ magnétique résultant d'une boucle de courant.

L'intérêt d'un tel aimant, appelé électro-aimant, est qu'il est contrôlable par la source de tension. En effet, il est possible d'"allumer" et d'"éteindre" l'aimant (induire une magnétisation, ou ramener la magnétisation à zéro). On peut même changer sa polarité en inversant le signe de la tension qui crée le courant dans la boucle.

Dans ce chapitre, nous étudierons dans quelle mesure le couplage spin/orbite optique permet de générer des boucles de courant continu dans les métaux non-magnétique, et ainsi générer des "opto-aimants" de taille nanométrique.

Nous chercherons les structures de champ permettant d'optimiser les phénomènes étudiés.

Pour atteindre cet objectif, nous avons explorées deux voies :

- Le couplage spin-orbite de la lumière qui se manifeste au foyer d'un faisceau focalisé permettrait de tirer parti des nombreuses études existantes sur le sujet.
- Le couplage spin-orbite qui se manifeste dans les nanostructures métalliques permettrait de tirer parti du couplage qui est très fort dans ces structures ainsi que des résonances localisées qui exalterait l'effet. Dans ce cas, les électrons de la nanostructure "agissent sur eux mêmes". En effet, la nanostructure exalte le champ électromagnétique optique par résonance électronique localisée : le couplage spin/orbite optiques est donc exalté du fait des électrons libres en résonance ce qui permet alors d'exalter le transfert de moment orbital sur ces mêmes électrons. La nanostructure exalte donc les effets optiques et structure le courant en une boucle nanométrique (plus petite que dans le cas de la focalisation) d'où une aimantation locale plus forte.

3.1/ DES CHAMPS OPTIQUES À LA MAGNÉTISATION D'UN MÉTAL PAR COUPLAGE SPIN-ORBITE

3.1.1/ INTERACTION ENTRE LA LUMIÈRE ET UN ÉLECTRON LIBRE ISOLÉ DANS LE MÉTAL

La dynamique d'une particule chargée est déterminée par la valeur de la force de Lorentz s'exerçant sur la particule [Jackson, 1999]. Dans le cas d'un l'électron de charge $q = e_e$ (avec e_e la charge de l'électron), cette force s'exprime :

$$\mathbf{F} = e_e \mathbf{E} + e_e \mu_0 \mathbf{v} \wedge \mathbf{H} = \mathbf{F}_{elec} + \mathbf{F}_{mag} \quad (3.3)$$

la dynamique d'un électron isolé dépend alors des champs électrique \mathbf{E} et magnétique \mathbf{H} au point où se situe la particule.

Pour éviter toute confusion et ne pas alourdir les notations avec des indices, nous noterons tout au long de ce chapitre \mathbf{H} la partie magnétique du champ optique et \mathbf{B} le champ magnétique statique généré par les courants continus dans la structure.

Cette force 3.3 est séparable en deux parties : une partie électrique et une partie magnétique. Ces deux composantes jouent des rôles très différents dans la dynamique de l'électron.

L'action de la force électrique \mathbf{F}_{elec} est d'accélérer l'électron dans le sens opposé au champ électrique comme le montre la figure 3.2 (a). Elle fournit un travail à l'électron et peut donc le mettre en mouvement.

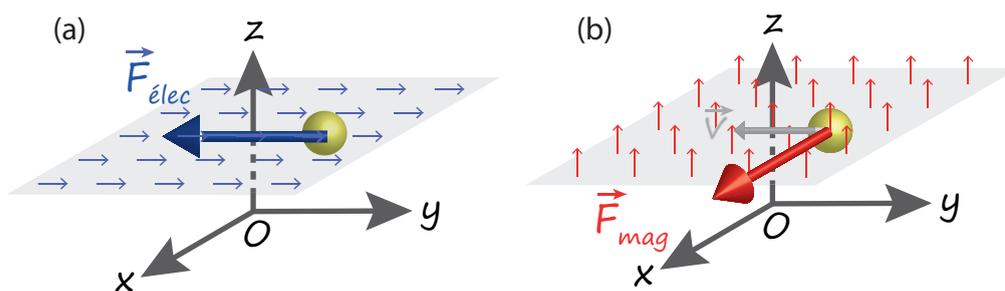


FIGURE 3.2 – (a) Force électrique (flèche bleue large) s'exerçant sur un électron plongé dans un champ électrique (représenté par les petites flèches bleues) (b) Force magnétique (flèche rouge large) s'exerçant sur un électron ayant une vitesse \mathbf{v} (flèche grise) plongé dans un champ magnétique (représenté par les petites flèches rouges).

La force magnétique \mathbf{F}_{mag} ne peut pas mettre en mouvement une particule. En effet, si la vitesse de la particule est nulle, alors la force est nulle. De plus, la direction de cette force étant dirigée selon $\mathbf{v} \wedge \mathbf{H}$, elle est perpendiculaire à \mathbf{v} . Cette force ne peut donc pas donner de travail à une particule. L'action de cette force est alors de changer la direction d'une particule chargée qui se déplace. Le changement de direction se fait perpendiculairement à la trajectoire de la particule et du champ magnétique (voir figure 3.2 (b)) ce qui a pour effet de courber la trajectoire. Bien que ne fournissant aucun travail, cette force magnétique permet de générer un moment angulaire orbital à une particule chargée en mouvement.

Afin de donner une trajectoire circulaire à un électron, on a besoin de ces deux composantes : la force électrique afin de lui conférer une vitesse non nulle, et la force magnétique pour courber sa trajectoire. Il faut alors que le champ électrique (qui induit \mathbf{v}) et le champ magnétique soit tout deux localement orthogonaux à la trajectoire souhaitée (voir figure 3.3).

On remarquera que cette configuration électromagnétique est exactement celle de l'effet Hall classique [Hall, 1879] : le champ électrique donne une vitesse aux électrons et un champ magnétique orthogonal vient courber leur trajectoire. Dans ce sens, notre objectif est de générer une boucle de courant par effet Hall. Dans notre cas cependant, les champs électrique et magnétique sont dépendants l'un de l'autre puisqu'ils sont les constituants d'une onde électromagnétique. L'autre différence essentielle est que dans notre cas les champs sont oscillants. Les boucles de courant continu générés résulteront donc de la composante de la force résultante rectifiée dans la direction azimutale et il faut donc structurer le champ optique pour que cette composante soit maximale. Les deux configurations possibles sont alors d'avoir, le long de la boucle souhaitée, une distribution à symétrie circulaire avec (voir figure 3.3) :

- soit une structure radiale du champ électrique et longitudinale du champ magnétique.
- soit une structure longitudinale du champ électrique et radiale du champ magnétique.

Une structure radiale n'est possible que si l'amplitude de cette composante est nulle au centre du faisceau (sinon, il y a un état de polarisation non défini au centre). Cette composante est donc de type vortex optique (voir section 1.1.4). Nous verrons dans les sections suivantes comment il est possible de générer de tels faisceaux à l'échelle sub-micronique par interaction spin-orbite.

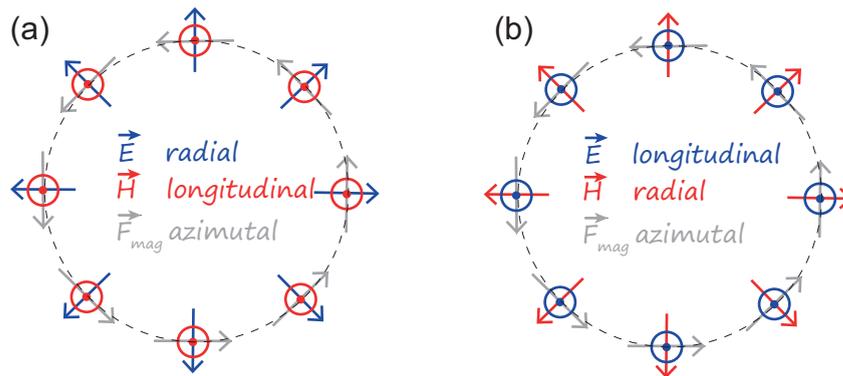


FIGURE 3.3 – Deux configurations possibles pour avoir une force magnétique azimutale (a) Le champ électrique est radial et le champ magnétique longitudinal le long de la boucle. (b) Le champ électrique est longitudinal et le champ magnétique radial le long de la boucle.

Avant de passer à la mise en forme du faisceau, il faut modéliser de manière plus réaliste les forces s'exerçant sur un électron libre. En effet, un électron est dit libre lorsque qu'il peut se déplacer dans le matériaux qui le contient, cela ne veut pas dire qu'il n'y a aucune interaction avec les autres éléments dans le matériaux. En effet, un électron libre interagit avec les ions du réseau et les impuretés qui s'y trouvent [N. W. Ashcroft, 1976]. Drude a montré [Drude, 1900], en appliquant la théorie cinétique des gaz aux électrons libres,

que pour les propriétés de transport, la moyenne statistique de cette interaction entre l'électron et le matériau qui le contient est de type force visqueuse (notée \mathbf{F}_v) ici. C'est à dire que c'est une force orientée dans le sens opposé de la vitesse \mathbf{v} de l'électron et de norme proportionnelle à la norme de cette vitesse dont la constante de proportionnalité est l'inverse de la durée de libre parcours moyen τ de l'électron :

$$\mathbf{F}_v = -m \frac{\mathbf{v}}{\tau} \quad (3.4)$$

Cette force, comme toute force de type visqueuse, est à l'origine de la vitesse limite acquise par l'électron libre en présence d'un champ électrique, et de l'"arrêt" de l'électron dans une zone sans champ électrique. Cette force ne change donc pas les conditions sur la structure du champ optique que l'on a établies précédemment. Ses conséquences sont que l'électron sera statistiquement au repos dans les zones sans champ électromagnétique, et qu'il aura une trajectoire moyenne qui suivra en chaque point la force électromagnétique rectifiée.

En utilisant ce modèle, on peut alors estimer le courant généré dans un métal en fonction des champs E et H "optiques". Nous allons ici développer un modèle simple pour montrer que les structures de champ électrique radiale et azimutale permettent de générer un courant azimutal.

La relation fondamentale de la dynamique appliquée à l'électron libre de masse m_e s'écrit :

$$m_e \frac{d\mathbf{v}}{dt} = \mathbf{F}_v + \mathbf{F}_{elec} + \mathbf{F}_{mag} \quad (3.5)$$

$$m_e \frac{d\mathbf{v}}{dt} = -m_e \frac{\mathbf{v}}{\tau} + e_e \mathbf{E} + e_e \mu_0 \mathbf{v} \wedge \mathbf{H} \quad (3.6)$$

Parmi les deux structures de champ électrique possibles (radiale et azimutale), nous choisirons pour cet exemple le cas où le champ électrique est radial et le champ magnétique longitudinal (figure 3.3 (a)). Les champs électrique et magnétique étant considérés harmoniques, on peut écrire la vitesse sous la forme :

$$\mathbf{v}(t) = (\mathbf{v}_\omega e^{i\omega t} + c.c.) + \mathbf{v}_d \quad (3.7)$$

où \mathbf{v}_ω est la composante de la vitesse qui dépend du temps et \mathbf{v}_d est la vitesse de dérive continue recherchée (due à la force magnétique rectifiée). \mathbf{F}_{mag} étant généralement de norme beaucoup plus faible que \mathbf{F}_{elec} , nous considérons cette force comme une perturbation, (tout comme \mathbf{v}_d devant \mathbf{v}_ω). Dans un premier temps, nous allons déterminer l'expression de \mathbf{v}_ω dont la dynamique est caractérisée par la force électrique \mathbf{F}_{elec} et la force visqueuse \mathbf{F}_v .

A l'ordre 0 en perturbation, l'équation 3.6 conduit à :

$$\mathbf{v}_\omega = \frac{e_e \tau}{m_e} \frac{E_r}{1 - i\omega\tau} \mathbf{e}_r + c.c. \quad (3.8)$$

Avec E_r la composante radiale du champ électrique (exprimé en coordonnées cylindriques).

Recherchons à présent la valeur continue \mathbf{v}_d de la vitesse. Pour cela, nous déterminons la valeur temporelle moyenne de l'équation 3.6 au premier ordre en perturbation en utilisant l'expression 3.8 dans l'expression de la force magnétique. On arrive alors à l'expression de \mathbf{v}_d :

$$\mathbf{v}_d = \frac{1}{2} \Re \left[-\mu_0 \frac{\tau^2 e_e^2}{m_e^2} \frac{1}{1 - i\omega\tau} E_r H_z^* \right] \mathbf{e}_\phi . \quad (3.9)$$

La densité volumique de courant continu $\mathbf{j}_d = n_e e_e \mathbf{v}_d$ (avec n_e la densité volumique d'électrons) est alors égale à :

$$\mathbf{j}_d = \frac{1}{2} \Re \left[\frac{-\mu_0}{n_e e_e} \gamma_0 \gamma_\omega E_r H_z^* \right] \mathbf{e}_\phi \quad \text{avec} \quad \gamma_\omega = \gamma_0 \frac{1}{1 - i\omega\tau} \quad \text{et} \quad \gamma_0 = \frac{n_e e_e^2 \tau}{m_e} . \quad (3.10)$$

L'équation 3.10 montre que le courant photo-généré est orienté azimuthalement pour la configuration de champ E radial et H longitudinal. Ce courant dépend des conductivités statique γ_0 et dynamique γ_ω du métal et il est proportionnel à $\mathbf{E} \wedge \mathbf{H}$, c'est-à-dire au vecteur de Poynting au point (r, θ, z) considéré. Ce courant azimuthal, associé à un moment angulaire non nul des électrons libres, est donc généré en tout point par un transfert de moment linéaire local de l'onde incidente à l'électron. Nous avons donc besoin, pour générer ce type de courant, d'une distribution de vecteur de Poynting azimuthale. Les faisceaux de type vortex, décrits dans la section 1.1.4, possèdent cette caractéristique.

On voit qu'en ne considérant qu'un électron libre unique, nous pouvons générer des boucles de courant azimuthales afin de magnétiser optiquement la matière. Cependant, l'électron libre n'étant jamais isolé, il est alors plus réaliste de décrire la dynamique des courants dans un métal en considérant le métal comme un gaz d'électrons libres et d'en donner une description hydrodynamique [Scalora et al., 2010]. Nous présenterons dans la section qui suit un modèle permettant de prédire les courants générés dans un métal par transfert de moment angulaire, en fonction des champs optiques présents.

3.1.2/ INTERACTION ENTRE LA LUMIÈRE ET LES ÉLECTRONS LIBRES D'UN MÉTAL : DESCRIPTION HYDRODYNAMIQUE

Les propriétés de transport électrique d'un métal peuvent être modélisées en considérant le métal comme un gaz d'électron libre [N. W. Ashcroft, 1976]. Afin de décrire le courant généré dans un métal, nous allons décrire l'état du gaz d'électrons libres du métal qui prend en compte les inhomogénéités de la distribution d'électrons qui peuvent être générées. Afin de décrire le gaz d'électrons libres comme un champ, nous choisirons une description de type Eulérienne [Guyon et al., 2001]. L'équation locale décrivant la dynamique du gaz d'électrons prend alors la forme [Scalora et al., 2010] :

$$n_e m_e \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + n_e m_e (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = -\frac{n_e m_e}{\tau} \mathbf{v} + n_e e_e \mathbf{E} + \mu_0 n_e e_e \mathbf{v} \times \mathbf{H} \quad (3.11)$$

Toutes les grandeurs n_e , \mathbf{v} , \mathbf{E} , et \mathbf{H} dépendent de l'espace.

En prenant $\mathbf{j} = n_e e_e \mathbf{v} = \dot{\mathbf{P}}$ et en considérant des variations de densité faibles devant la densité moyenne n_0 , Scalora et al [Scalora et al., 2010] ont montré que l'on pouvait réécrire l'équation 3.11 ainsi :

$$\frac{\partial \mathbf{j}}{\partial t} + \frac{\mathbf{j}}{\tau} = \frac{n_0 e_e^2}{m_e} \mathbf{E} + \frac{\mu_0 e_e}{m_e} \mathbf{j} \times \mathbf{H} - \frac{e_e^2}{m_e} (\nabla \cdot \mathbf{P}) \mathbf{E} + \frac{1}{n_0 e_e} [(\nabla \cdot \mathbf{j}) \mathbf{j} + (\mathbf{j} \cdot \nabla) \mathbf{j}] \quad (3.12)$$

avec \mathbf{P} le vecteur polarisation. Notons ici que \mathbf{j} et \mathbf{P} contiennent tout deux le comportement des électrons de conduction et les électrons liés. Le principe de résolution décrit précédemment pour déterminer l'expression du courant de dérive $\mathbf{j}_d = \langle \mathbf{j} \rangle$ reste ici la même : on utilise les solutions linéaires \mathbf{j}_ω et \mathbf{P}_ω oscillantes à la pulsation ω pour les insérer ensuite dans les expressions des "forces" non linéaires $n_e m_e (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v}$ et $\mu_0 n_e e_e \mathbf{v} \times \mathbf{H}$.

La solution linéaire est de la même forme que déterminée précédemment par l'équation 3.8, on a alors :

$$\mathbf{j}_\omega = \gamma_\omega \mathbf{E} \quad \text{et} \quad \mathbf{P} = \frac{\mathbf{j}_\omega}{i\omega} = \frac{\gamma_\omega}{i\omega} \mathbf{E} = \epsilon_0 \chi_e \mathbf{E} \quad (3.13)$$

Ces expressions de \mathbf{j}_ω et \mathbf{P}_ω sont alors injectées dans les expressions des forces non linéaires afin d'évaluer ensuite les courants continus générés.

On remarque que la prise en compte des inhomogénéités au sein du gaz d'électrons ajoutent deux nouvelles "forces" non linéaires en plus de la force magnétique. Il y a alors au total trois contributions optiques qui peuvent induire un courant continu dans la structure.

Il y a la *force magnétique* 3.14 dont les effets ont été discutés dans la section précédente 3.1.1 :

$$\mathbf{f}_m = \frac{\mu_0 e_e}{m_e} \mathbf{j}_\omega \times \mathbf{H}_\omega = \frac{\mu_0 e_e}{m_e} \gamma_\omega \mathbf{\Pi} \quad (3.14)$$

Cette force est une force "très locale" dans le sens où elle ne dépend que de la valeur des grandeurs en jeu au point considéré et non de leurs variations spatiales. Cette force est donc une force qui dépendra du vecteur de Poynting de l'onde électromagnétique dans le métal. Cette force est la seule faisant intervenir explicitement le champ magnétique optique et il est alors possible de l'exalter dans des structures permettant d'augmenter la partie magnétique du champ optique (par exemple avec une nanoantenne diabolique [Grosjean et al., 2011]).

A cette force magnétique s'ajoute la *force quadripolaire* 3.15 :

$$\mathbf{f}_{\text{quad}} = -\frac{e_e}{m_e} (\nabla \cdot \mathbf{P}_\omega) \mathbf{E}_\omega \quad (3.15)$$

Cette force est générée par les éventuelles inhomogénéités de la densité d'électrons. En effet, si entre deux points la distribution de charges est différente, alors il y a un moment dipolaire local (caractérisé par le vecteur polarisation \mathbf{P}) entre ces points et une force résultante agit alors sur ce moment. Le gradient de polarisation étant lui-même généré par le champ électrique optique, cette force est proportionnelle à l'intensité du champ électrique. Dans notre cas, les plus forts gradients de polarisation ne sont pas générés par le champ électrique lui-même, mais par le fait que le matériau est lui-même inhomogène (c'est à dire nano-structuré). En effet, à une interface métal/diélectrique, il y a d'un côté une densité d'électrons libres $\approx n_0$ (dans le métal), et de l'autre côté aucun électron libre (dans le diélectrique). On a alors sur ces interfaces de très gros gradients

de polarisation. Comme nous le verrons, la force quadrupolaire est maximale au niveau des interfaces. Contrairement à la force magnétique (Eq.3.14) qui est volumique, cette force est une force surfacique. Elle peut donc être contrôlée en structurant la matière. Nous la considérerons lors de l'étude de la nanostructuration du métal (voir section 3.3).

La dernière force est la *force convective* :

$$\mathbf{f}_{\text{conv}} = \frac{1}{n_0 e_e} [(\nabla \cdot \mathbf{j}_\omega) \mathbf{j}_\omega + (\mathbf{j}_\omega \cdot \nabla) \mathbf{j}_\omega] \quad (3.16)$$

Cette force dépend également des variations de polarisation spatiale. Elle est dans notre cas également une force surfacique qu'il faudra évaluer lors de la nanostructuration du métal.

Tout comme nous l'avons présenté dans la section 3.1.1, les courants continus générés par ces forces non-linéaires se déduisent aisément, on a :

$$\mathbf{j}_d = \mathbf{j}_{\text{mag}} + \mathbf{j}_{\text{quad}} + \mathbf{j}_{\text{conv}} = \frac{\gamma_0}{n_e e_e} \langle \mathbf{f}_{\text{mag}} + \mathbf{f}_{\text{quad}} + \mathbf{f}_{\text{conv}} \rangle \quad (3.17)$$

avec $\langle \mathbf{f} \rangle$ la moyenne temporelle des forces non-linéaires. Toute ces forces étant quadratiques de la forme $\mathbf{f} = \mathbf{A} \text{ op } \mathbf{B}$ (avec *op* un opérateur de type produit), on a alors $\langle \mathbf{f} \rangle = \frac{1}{2} \Re(\mathbf{A} \text{ op } \mathbf{B}^*)$ comme nous l'avons sous entendu dans la section 3.1.1.

Les expressions des courants continus générés sont alors déterminées aisément si nous connaissons les valeurs des champs \mathbf{E} et \mathbf{H} en tout point du métal.

Le champ magnétique statique créé par cette distribution de courants continus peut alors être évalué en tout point de l'espace avec la relation intégrale de Biot et Savart (voir équation 3.1). On peut également déduire de \mathbf{j}_d le moment magnétique \mathbf{m} [Jackson, 1999] :

$$\mathbf{m} = \frac{1}{2} \iiint_V \mathbf{r} \wedge \mathbf{j}_d d^3 r \quad (3.18)$$

Cette grandeur permet de comparer quantitativement deux distributions de courants. On peut remarquer l'analogie avec l'expression du moment angulaire d'un champ physique quelconque :

$$\mathbf{L} = \iiint_V \mathbf{r} \wedge \mathbf{p} d^3 r \quad (3.19)$$

avec \mathbf{p} la densité d'impulsion du système. Dans le cas du modèle du gaz d'électrons, on a $\mathbf{j}_d = e_e n_e \mathbf{v}_d = \frac{e_e}{m_e} \mathbf{p}_d$. On a alors directement l'expression du moment magnétique en fonction du moment angulaire \mathbf{L}_e du gaz d'électron :

$$\mathbf{m} = \frac{e_e}{2m_e} \mathbf{L}_e \quad (3.20)$$

Pour magnétiser la matière (c'est à dire $\mathbf{m} \neq 0$) il faut en effet générer un moment angulaire dans la matière. Comme nous l'avons énoncé précédemment, nos travaux se concentrent sur l'étude de la magnétisation d'un métal initialement non magnétique par

la création d'un moment orbital dans le gaz d'électrons libres. Ce moment orbital est obtenu par transfert du moment orbital de la lumière aux électrons libres à travers les forces optiques décrites dans cette section.

Nous avons maintenant tous les éléments en main pour exprimer les grandeurs magnétiques statiques à partir des champs optiques. Nous allons maintenant passer à la structuration du faisceau pour générer du moment orbital optique.

3.2/ CHAMPS OPTIQUES FOCALISÉS DANS UNE COUCHE FINE MÉTALLIQUE

Comme nous l'avons énoncé au premier chapitre, il est possible de générer un moment orbital dans un faisceau lumineux à l'aide d'éléments de phase. Cependant, il existe d'autres moyens de créer du moment orbital. Il a par exemple été montré que cela était possible par couplage spin-orbite en confinant fortement un champ polarisé circulairement par focalisation [Zhao et al., 2007].

Nous allons dans cette partie combiner ces deux possibilités, c'est-à-dire exprimer les champs optiques de différents faisceaux focalisés contenant du moment de spin et du moment orbital, et estimer la magnétisation résultante dans la couche métallique dans laquelle est focalisée la lumière.

Nous exprimerons dans un premier temps les champs focalisés dans un milieu homogène puis dans un milieu stratifié contenant une couche métallique. Nous en déduisons alors la magnétisation induite.

3.2.1/ COUPLAGE SPIN-ORBITE ASSOCIÉE À LA FOCALISATION D'UN FAISCEAU POLARISÉ CIRCULAIREMENT

Dans cette partie, nous suivrons les grandes lignes du calcul d'un champ focalisé présenté dans le livre de Novotny et Hecht [Novotny et al., 2012] qui s'appuie sur l'article de Richard et Wolf [Richards et al., 1959]. Nous généraliserons alors les expressions aux cas de faisceaux incidents contenant du moment de spin et/ou du moment orbital. Une différence cependant entre la dérivation donnée par Novotny et Hecht et la notre est que nous préférons effectuer les changements de base à l'aide des matrices de rotation (Eq.3.29) plutôt que de décrire les projections des vecteurs dans les différentes bases. Nous pensons en effet que cela allège les écritures et permet un passage beaucoup plus souple d'une base à l'autre. L'autre différence est que nous considérons aussi les états de polarisation circulaires afin de tirer parti du couplage spin-orbite qui apparaît lors de la localisation du champ optique en régime non paraxial.

Le modèle utilisé est basé sur le lien existant entre l'optique ondulatoire et l'optique géométrique. L'effet d'une lentille est de géométriquement dévier par réfraction la lumière incidente. Il s'ensuit alors un changement de direction du vecteur d'onde \mathbf{k} et donc du repère qui lui est lié comme le montre la figure 3.4. Si tous les rayons composants le faisceau incident sont parallèles à l'axe optique, alors ils convergent tous vers un point appelé foyer. Les surfaces équiphases du faisceau focalisé sont alors des portions de sphère ayant pour centre le foyer. Nous appellerons sphère de référence la sphère ayant pour centre le foyer et ayant un rayon f , la distance focale de la lentille.

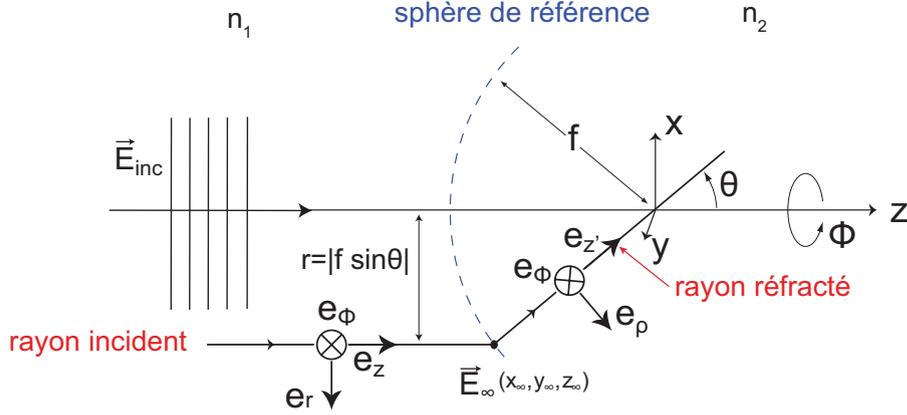


FIGURE 3.4 – Schéma représentant un rayon d'un faisceau focalisé avec les repères utilisés pour décrire les champs optiques du faisceau.

Comme nous l'avons vu dans la section 2.3.3.3, la distribution du champ dans un plan donné est donné par l'expression (voir Eq. 2.28) exprimée en coordonnées cartésiennes :

$$\mathbf{E}(x, y, z) = \frac{ire^{-ikr}}{2\pi} \iint_{(k_x^2 + k_y^2) \leq (ON \times k)^2} \mathbf{E}_\infty(k_x, k_y) e^{i[k_x x + k_y y \pm k_z z]} \frac{1}{k_z} dk_x dk_y \quad (3.21)$$

Dans le cas d'un faisceau focalisé, le champ $\mathbf{E}_\infty(k_x, k_y)$ est défini sur la sphère de référence (voir figure 3.4) par le champ $\mathbf{E}_\infty(x_i n f t y, y_i n f t y, z_i n f t y)$. En effet, à chaque position sur cette sphère correspond un rayon de direction défini.

Le champ \mathbf{E}_∞ est déduit directement du champ incident \mathbf{E}_{inc} . Comme le montre la figure 3.4, les champs \mathbf{E}_{inc} et \mathbf{E}_∞ sont reliés par une rotation d'angle θ . Cette déviation s'accompagne également d'un changement d'amplitude d'un facteur $\sqrt{\frac{n_1}{n_2}} (\cos \theta)^{1/2}$, dû à l'obliquité du rayon focalisé, exprimée par :

$$\mathbf{E}_{\infty \rho, \phi, z'} = \mathbf{E}_{\text{inc} r, \phi, z} \sqrt{\frac{n_1}{n_2}} (\cos \theta)^{1/2} \quad (3.22)$$

avec pour amplitude dans notre cas, étant donné que l'on a ici $r^2 = (f \sin \theta)^2$ (voir eq.2.58) :

$$E_{\text{inc}}(\theta, \phi) = E_0 e^{-f^2 \frac{\sin^2 \theta}{w_0^2}} e^{il\phi} \quad (3.23)$$

avec w_0 le waist du faisceau incident et l le moment orbital (en unité \hbar) du faisceau incident.

En effet nous considérons ici des distributions d'amplitudes gaussiennes pour les faisceaux incidents. La largeur du faisceau a une importance sur le confinement lumineux dans le plan focal. Le terme de phase $e^{il\phi}$ montre que l'on considère des faisceaux incidents de type vortex transportant du moment orbital intrinsèque.

Le point le plus important est ici l'état de polarisation du faisceau incident. En effet, comme nous l'avons introduit plus tôt, la structure vectorielle du champ électromagnétique

tique dans le métal (placé dans le plan focal de l'objectif) est de première importance pour la génération de courant azimutaux. De plus, comme nous l'avons vu dans les chapitres 1 et 2, les degrés de liberté de polarisation peuvent également influencer fortement la distribution spatiale d'intensité par couplage spin-orbite.

Nous considérons comme structure vectorielle du faisceau incident les deux cas à symétrie cylindrique que sont la polarisation radiale et azimutale. En coordonnées cylindriques, on a :

$$\mathbf{E}_{\text{inc}}^{\mathbf{r}} = E_{\text{inc}}(\theta, \phi) \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}_{\rho, \phi, z} \quad \text{et} \quad \mathbf{E}_{\text{inc}}^{\phi} = E_{\text{inc}}(\theta, \phi)(\theta, \phi) \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 1 \end{pmatrix}_{\rho, \phi, z} \quad (3.24)$$

Nous étudions également le cas des états de polarisation linéaires et circulaires avec une structure de la forme :

$$\mathbf{E}_{\text{inc}}^{\sigma} = E_{\text{inc}}(\theta, \phi) R_{\phi, \mathbf{e}_z} \begin{pmatrix} 1 \\ i\sigma \\ 0 \end{pmatrix}_{x, y, z} = E_{\text{inc}} \begin{pmatrix} \cos \phi + i\sigma \sin \phi \\ i\sigma \cos \phi - \sin \phi \\ 0 \end{pmatrix}_{\rho, \phi, z} \quad (3.25)$$

avec, comme vu dans le chapitre 1, $\sigma = -1$, $\sigma = 1$ et $\sigma = 0$ respectivement pour des polarisations circulaire droite, circulaire gauche, et linéaire. La matrice de rotation R_{ϕ, \mathbf{e}_z} , qui correspond à la matrice de passage de la base cartésienne à la base cylindrique, est définie dans l'équation 3.29.

Enfin, pour pouvoir sommer vectoriellement le champ associé à chaque rayon focalisé, il faut alors exprimer tous les champs $\mathbf{E}_{\infty, x, y, z}$ dans la même base. Nous allons décomposer les vecteur des bases locales dans la base cartésienne à l'aide des matrice de rotation R_{ϕ, \mathbf{e}_z} et $R_{\theta, \mathbf{e}_\phi}$. On a alors :

$$\mathbf{E}_{\infty, x, y, z} = R_{\phi, \mathbf{e}_z}^{-1} R_{\theta, \mathbf{e}_\phi}^{-1} \mathbf{E}_{\infty, \rho, \phi, z'} , \quad (3.26)$$

$$= R_{\phi, \mathbf{e}_z}^{-1} R_{\theta, \mathbf{e}_\phi}^{-1} \mathbf{E}_{\text{inc}, r, \phi, z} \sqrt{\frac{n_1}{n_2}} (\cos \theta)^{1/2} , \quad (3.27)$$

$$= R_{\phi, \mathbf{e}_z}^{-1} R_{\theta, \mathbf{e}_\phi}^{-1} R_{\phi, \mathbf{e}_z} \mathbf{E}_{\text{inc}, x, y, z} \sqrt{\frac{n_1}{n_2}} (\cos \theta)^{1/2} , \quad (3.28)$$

avec les matrices de rotation :

$$R_{\phi, \mathbf{e}_z} = \begin{pmatrix} \cos \phi & \sin \phi & 0 \\ -\sin \phi & \cos \phi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad R_{\theta, \mathbf{e}_\phi} = \begin{pmatrix} \cos \theta & 0 & \sin \theta \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin \theta & 0 & \cos \theta \end{pmatrix} \quad (3.29)$$

Dans les cas des polarisations radiale $\mathbf{E}_{\infty}^{\mathbf{r}}$, azimutale $\mathbf{E}_{\infty}^{\phi}$, ces transformations donnent :

$$\mathbf{E}_{\infty}^{\mathbf{r}}(\theta, \phi) = E_0 e^{-f^2 \frac{\sin^2 \theta}{w_0^2}} e^{il\phi} \begin{pmatrix} \cos \phi & \cos \theta \\ \sin \phi & \cos \theta \\ \sin \theta \end{pmatrix}_{x, y, z} \quad \text{et} \quad \mathbf{E}_{\infty}^{\phi}(\theta, \phi) = E_0 e^{-f^2 \frac{\sin^2 \theta}{w_0^2}} e^{il\phi} \begin{pmatrix} -\sin \phi \\ \cos \phi \\ 0 \end{pmatrix}_{x, y, z} \quad (3.30)$$

Considérons maintenant le cas d'un faisceau de polarisation circulaire focalisé. Dans le cas particulier de la polarisation circulaire, on a $\sigma = \pm 1 = \frac{1}{\sigma}$. L'expression 3.25 devient alors dans ce cas :

$$\mathbf{E}_{\text{inc}}^{\sigma} = E_0 e^{-f^2 \frac{\sin^2 \theta}{w_0^2}} e^{i(l+\sigma)\phi} \begin{pmatrix} 1 \\ i\sigma \\ 0 \end{pmatrix}_{\rho, \phi, z} \quad (3.31)$$

On remarque que dans cette base cylindrique le spin du faisceau incident crée un terme phase hélicoïdale $e^{i\sigma\phi}$ qui s'additionne à la phase hélicoïdale $e^{il\phi}$ du moment orbital. L'expression est en effet identique à celle d'un faisceau vortex dans la base cartésienne, avec un facteur $e^{i\sigma\phi}$ supplémentaire. Cela n'est vrai que pour la polarisation circulaire. On injecte alors cette expression dans l'équation 3.28. En linéarisant les fonctions trigonométriques, et en utilisant les propriétés de parité des fonctions sinus et cosinus (ici $\sin(\sigma x) = \sigma \sin(x)$ et $\cos(\sigma x) = \cos(x)$), on obtient l'expression de $\mathbf{E}_{\infty}^{\sigma}$ dans la base cartésienne :

$$\mathbf{E}_{\infty}^{\sigma}(\theta, \phi) = E_0 e^{-f^2 \frac{\sin^2 \theta}{w_0^2}} \frac{(\cos \theta)^{1/2}}{2} e^{il\phi} \begin{pmatrix} [(1 + \cos \theta) - (1 - \cos \theta) e^{\sigma i 2\phi}] \\ i\sigma [(1 + \cos \theta) + (1 - \cos \theta) e^{\sigma i 2\phi}] \\ 2 \sin \theta e^{i\sigma\phi} \end{pmatrix}_{x, y, z} \quad (3.32)$$

Cette dérivation donne le même résultat que ceux obtenus par [Zhao et al., 2007] ce qui nous permet de valider cette dérivation un peu différente de celle de [Novotny et al., 2012].

Le champ des rayons focalisés \mathbf{E}_{∞} ainsi déterminé en fonction du champ des rayons incidents \mathbf{E}_{inc} , on peut alors exprimer le champ focalisé à l'aide de l'intégrale 3.21 en exprimant les composante du vecteur d'onde \mathbf{k} en fonction des coordonnées sphériques

θ et ϕ . On a en effet $k_{x, y, z} = R_{\phi, \mathbf{e}_z}^{-1} R_{\theta, \mathbf{e}_{\phi}}^{-1} \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}_{\rho, \phi, z}$, ce qui donne :

$$k_x = -k \sin \theta \cos \phi, \quad k_y = -k \sin \theta \sin \phi, \quad k_z = k \cos \theta, \quad (3.33)$$

et l'intégrale 3.21 s'exprime dans la base sphérique :

$$\mathbf{E}(\rho, \varphi, z) = \frac{ikf e^{-ikf}}{2\pi} \int_0^{\theta_{\max}} \int_0^{2\pi} \mathbf{E}_{\infty}(\theta, \phi) e^{ikz \cos \theta} e^{-ik\rho \sin \theta \cos(\phi - \varphi)} \sin \theta d\phi d\theta \quad (3.34)$$

où θ_{\max} est défini par l'ouverture numérique ON du système imageur telle que $\sin \theta_{\max} = \frac{ON}{n}$ avec n le milieu dans lequel se focalise le faisceau. Il suffit d'avoir l'expression \mathbf{E}_{∞} (déduite de l'expression du champ incident \mathbf{E}_{inc}) et l'ouverture numérique de l'objectif pour connaître la structure complète du champ focalisé en tout point.

Les intégrations selon la variable ϕ sont alors des intégrales de type Bessel définies par :

$$\int_0^{2\pi} \cos n\phi e^{ix \cos(\phi-\varphi)} d\phi = 2\pi(i^n)J_n(x) \cos n\varphi , \quad (3.35)$$

$$\int_0^{2\pi} \sin n\phi e^{ix \cos(\phi-\varphi)} d\phi = 2\pi(i^n)J_n(x) \sin n\varphi , \quad (3.36)$$

avec $J_n(x)$ les fonction de Bessel d'ordre n .

De ces deux relations on déduit aisément cette troisième relation :

$$\int_0^{2\pi} e^{in\phi} e^{ix \cos(\phi-\varphi)} d\phi = 2\pi(i^n)J_n(x)e^{in\varphi} \quad (3.37)$$

Dans notre cas, on a $x = -k\rho \sin \theta$. Les fonctions de Bessel étant paires, le signe de x n'est pas important.

Pour étudier le couplage spin-orbite, nous considérons pour l'instant le cas d'un faisceau incident polarisé circulairement. En injectant l'Eq.3.32 dans l'intégrale 3.34, on obtient l'expression du champ focalisé :

$$\mathbf{E}^\sigma(\rho, \varphi, z) = \frac{ikf}{2} E_0 e^{-ikf} i^m e^{il\varphi} \begin{pmatrix} [I_l + \sigma I_{l+2} e^{2i\sigma\varphi}] \\ \sigma i [I_l - \sigma I_{l+2} e^{2i\sigma\varphi}] \\ 2 \sigma i I_{l+1} e^{i\sigma\varphi} \end{pmatrix}_{x,y,z} \quad (3.38)$$

avec :

$$I_l = \int_0^{\theta_{max}} e^{-f^2 \frac{\sin^2 \theta}{w_0^2}} (\cos \theta)^{1/2} \sin \theta (1 + \cos \theta) J_l(k\rho \sin \theta) e^{ikz \cos \theta} d\theta \quad (3.39)$$

$$I_{l+1} = \int_0^{\theta_{max}} e^{-f^2 \frac{\sin^2 \theta}{w_0^2}} (\cos \theta)^{1/2} \sin^2 \theta J_{l+1}(k\rho \sin \theta) e^{ikz \cos \theta} d\theta \quad (3.40)$$

$$I_{l+2} = \int_0^{\theta_{max}} e^{-f^2 \frac{\sin^2 \theta}{w_0^2}} (\cos \theta)^{1/2} \sin \theta (1 - \cos \theta) J_{l+2}(k\rho \sin \theta) e^{ikz \cos \theta} d\theta \quad (3.41)$$

$$(3.42)$$

Pour étudier l'effet du spin seul, nous avons tout d'abord considéré le cas $l = 0$. La figure 3.5 montre la partie réelle de chacune des composantes du champ électrique optique qui ont été déterminées avec un code numérique que nous avons écrit sur Matlab. Tous les résultats théoriques de ce dernier chapitre sont obtenus en prenant une longueur d'onde $\lambda = 653 \text{ nm}$ et un angle d'ouverture maximale $\theta_{max} = \frac{\pi}{3}$ (correspondant à un faisceau d'une diode laser focalisé dans l'air par un objectif d'ouverture numérique égale à 0.9).

Comme on peut le voir dans l'équation 3.38 (et sur la figure 3.5), les composantes transverses E_x et E_y ne sont alors pas de type vortex puisqu'elles contiennent une fonction $J_0(x)$. Par contre, on remarque que la composante longitudinale (qui est nulle dans le champ incident) est de type vortex. En effet, son amplitude contient un terme en $J_1(x)$ multiplié par le facteur de phase $e^{i\sigma\varphi}$. Cette forme d'amplitude est celle que nous avons décrite dans la section 1.1.4 pour les faisceaux contenant un moment orbital dont la valeur dans ce cas est σ . On voit donc ici que la focalisation a pour double effet d'exalter la

composante longitudinale, mais également de transférer du moment de spin du faisceau incident en un moment orbital du faisceau focalisé. Ce transfert de moment de spin à moment orbital dans un faisceau focalisé est un autre exemple de couplage spin-orbite apparaissant à l'échelle des champs localisés. Etant donné que seule la composante longitudinale est de type vortex, de tels faisceaux peuvent être appelés *vortex optiques longitudinaux* [Nieminen, 2008].

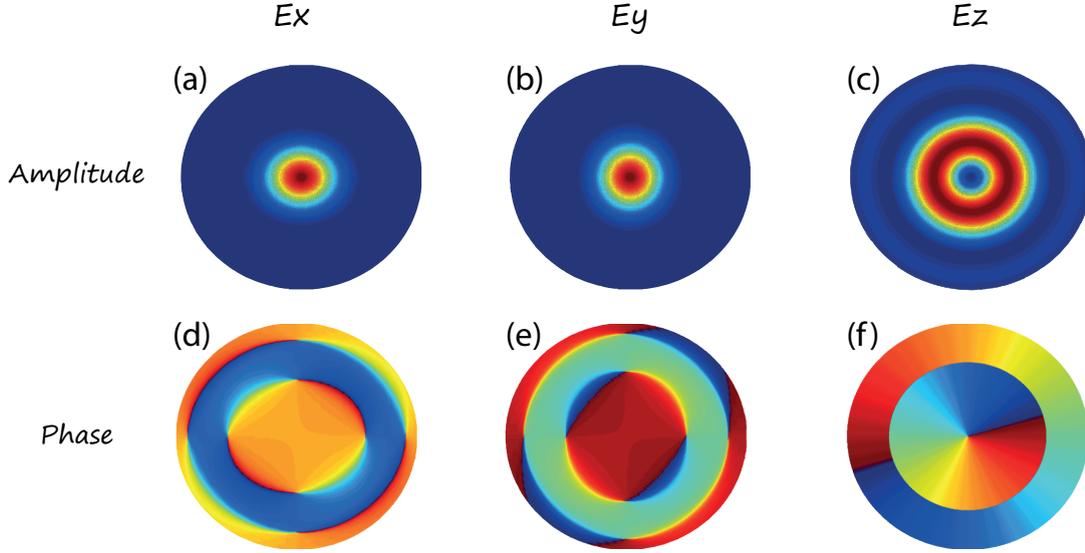


FIGURE 3.5 – (a)-(c) Amplitude et (d)-(f) phase des trois composantes du champ électrique dans le plan focal pour un faisceau avec $\sigma = +1$ et $l = 0$ (polarisation circulaire gauche et linéaire). On remarque que la phase de la composante longitudinale E_z a une dépendance en $\cos \varphi$. Le rayon de la section des faisceaux représentés est de $1 \mu\text{m}$.

La première condition recherchée pour générer des courants continus azimutaux : avoir un champ longitudinal de type vortex contenant du moment angulaire. Avec cette structure de champ électrique, nous avons vu qu'il fallait alors avoir une composante radiale du champ magnétique (voir figure 3.3(b)). La détermination du champ magnétique focalisé se fait de la même manière que celui du champ électrique. Il suffit en effet de reprendre les mêmes calculs en prenant comme champ incident \mathbf{H}_{inc} au lieu de \mathbf{E}_{inc} avec :

$$\mathbf{H}_{\text{inc}} = \sqrt{\frac{\epsilon_0 \epsilon_r}{\mu_0}} \left(\frac{\mathbf{k}}{k} \wedge \mathbf{E}_{\text{inc}} \right) \quad (3.43)$$

Dans le cas d'une polarisation circulaire, on a la relation :

$$\mathbf{H}_{\text{inc}} = \sqrt{\frac{\epsilon_0 \epsilon_r}{\mu_0}} (-i\sigma) \mathbf{E}_{\text{inc}} \quad (3.44)$$

On déduit alors directement l'expression du champ magnétique focalisé :

$$\mathbf{H}(\rho, \varphi, z) = \sqrt{\frac{\epsilon_0 \epsilon_r}{\mu_0}} \frac{ikf}{2} E_0 e^{-ikf} (-i\sigma) \begin{pmatrix} [I_0 + \sigma I_2 e^{2i\sigma\varphi}] \\ \sigma i [I_0 - \sigma I_2 e^{2i\sigma\varphi}] \\ 2 \sigma i I_1 e^{i\sigma\varphi} \end{pmatrix}_{x,y,z} \quad (3.45)$$

Et on remarque qu'il y a bien une composante radiale du champ magnétique proportionnelle à $I_0 + \sigma I_2 e^{2i\sigma\varphi}$. On peut vérifier que cette structure de champ est valide pour former une boucle de courant en calculant la valeur continue du vecteur de Poynting $\langle \mathbf{\Pi} \rangle = \text{Re}[\mathbf{E} \wedge \mathbf{H}^*]$ d'un tel faisceau. Le résultat exprimé dans la base cylindrique en appliquant R_{φ, e_z} devient :

$$\langle \mathbf{\Pi} \rangle = K \begin{pmatrix} 0 \\ \sigma 4I_1(I_0 - I_2) \\ 2(I_0^2 - I_2^2) \end{pmatrix} \quad \text{avec} \quad K = \sqrt{\frac{\epsilon_0 \epsilon_r k^2 f^2}{\mu_0}} \frac{E_0^2}{4} \quad (3.46)$$

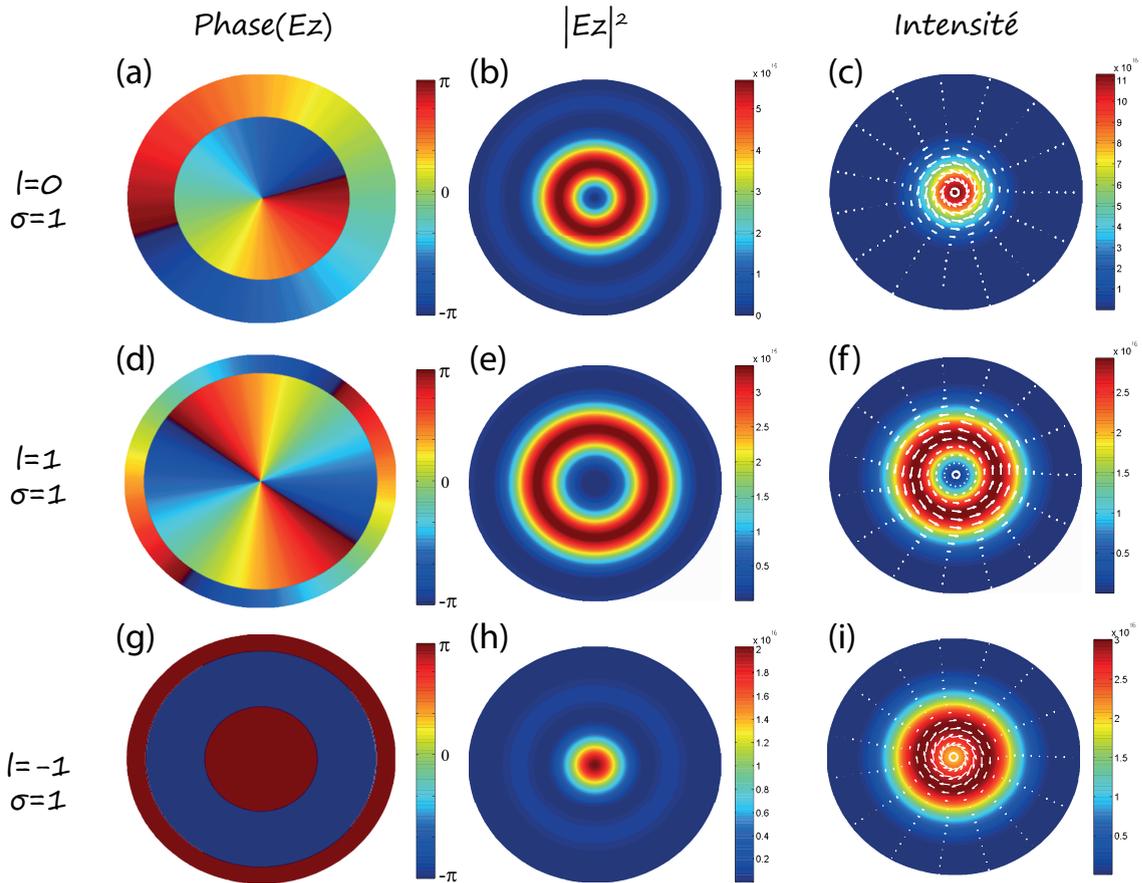


FIGURE 3.6 – Distribution des champs pour un faisceau polarisé circulairement à gauche ($\sigma = +1$) pour des valeurs de moment orbital (a)-(c) $l = 0$, (d)-(f) $l = 1$ et (g)-(i) $l = -1$. On remarque sur la distribution du champ longitudinal (phase et module au carré) que cette composante a un comportement de type vortex avec un moment orbital égal à $l + \sigma$. Les flèches blanches superposées à la distribution d'intensité du faisceau représentent la composante transverse du vecteur de Poynting moyennée dans le temps. Dans les trois cas, on remarque que cette distribution transverse est azimutale. Le rayon de la section des faisceaux représentés est de $1 \mu\text{m}$.

On remarque que ce vecteur de Poynting a une composante azimutale (indépendante de φ) dont le signe dépend de σ (voir figure 3.6). Nous pouvons donc générer une boucle de courant dans un métal grâce à la force magnétique optique (voir Eq.3.14). Cette composante azimutale du vecteur de Poynting est issue d'un couplage spin-orbite au cœur du faisceau.

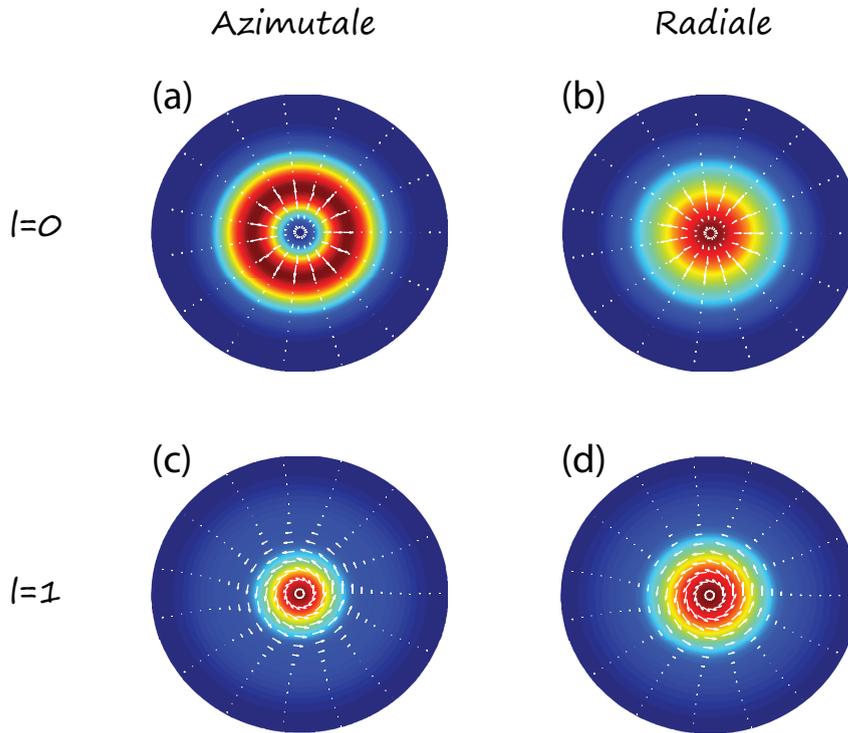


FIGURE 3.7 – Représentation de l'intensité du champ focalisé pour un champ incident de polarisation (a),(c) azimutale et (b),(d) radiale contenant un moment orbital ($l = 1$) ou non ($l = 0$). On voit clairement que le vecteur de Poynting (flèches blanches) n'a pas de composante azimutale (pas de magnétisation possible) si le faisceau incident ne transporte pas de moment orbital. Le rayon de la section des faisceaux représentés est de $1 \mu m$.

Comme le montre la figure 3.7, le vecteur de Poynting dans les cas des polarisations radiale et azimutale ne contient pas de composante azimutale si le faisceau initial ne contient pas de moment orbital (si $l = 0$). On peut se douter de ce résultat négatif car ces deux états de polarisation ne brisent en rien la symétrie droite-gauche du système.

Maintenant que nous avons confirmé que si le faisceau incident contient du moment angulaire (de spin ou orbital) nous pouvons a priori générer des forces azimutales, nous allons passer à la détermination de l'expression du champ focalisé dans une couche métallique et en déduire les courants générés par les forces optiques.

3.2.2/ STRUCTURE DU CHAMP FOCALISÉ DANS UNE COUCHE MÉTALLIQUE

L'objectif de notre étude est de focaliser la lumière sur une couche métallique déposée sur un substrat. Cela implique que la propagation du faisceau ne se fait pas dans un milieu homogène et notre modèle doit intégrer cette caractéristique. Lorsque l'on a un système stratifié, la lumière subit des réflexions aux interfaces ainsi que des déviations (changement de la valeur de k_z dû à la réfraction). Il faut donc prendre en compte ces effets dans le calcul du champ focalisé.

Nous allons considérer un système composé d'un métal d'épaisseur e entre deux milieux diélectriques comme le montre la figure 3.8.

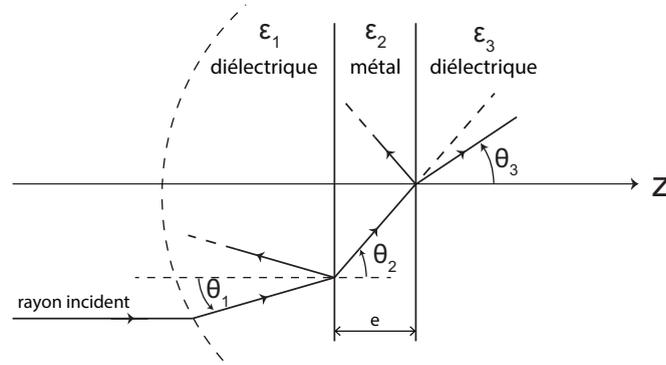


FIGURE 3.8 – Schéma illustrant le chemin d'un rayon lumineux dans le système composé de 3 milieux séparés par des interfaces planes. Dans notre cas, le métal est la couche intermédiaire noté 2.

L'interaction au niveau des interfaces nécessite de considérer les 2 cas orthogonaux pour les rayons : TE et TM . Le problème se traite exactement de la même manière pour les deux cas TE et TM , seuls les coefficients de réflexion et de transmission changent aux interfaces [Helseth, 2001, Török et al., 1995].

Dans notre cas décrit par la figure 3.4, la composante TM correspond à la composante radiale E_ρ du champ incident et la composante TE correspond à la composante azimutale E_ϕ du champ incident. On écrira alors $\mathbf{E} = E^{TE} \mathbf{e}_\phi + E^{TM} \mathbf{e}_\rho$.

Pour chaque rayon incident (et pour chaque composante TE ou TM du champ) l'amplitude des champs électriques dans les trois milieux en fonction de z peut s'écrire :

$$E_1(z) = E_0 \left(e^{ik_{z1}z} + R e^{-ik_{z1}z} \right) \quad (3.47)$$

$$E_2(z) = E_0 \left(C^+ e^{ik_{z2}z} + C^- e^{-ik_{z2}z} \right) \quad (3.48)$$

$$E_3(z) = E_0 T e^{ik_{z3}z} \quad (3.49)$$

Avec k_{zi} les composantes longitudinales des vecteurs d'ondes dans chaque milieu.

Le problème se résume donc ici à déterminer les amplitudes R, C^+, C^- et T des champs correspondant. Le champ magnétique optique se déduit de l'équation 3.43.

Pour résoudre le problème, il faut écrire les conditions de continuité des champs électriques et magnétiques aux interfaces (voir Eq. 2.5) et résoudre le système d'équations obtenu.

Les calculs peuvent se trouver dans de nombreux manuels d'optique ondulatoire (voir par exemple [Born et al., 2000]) et ne seront donc pas détaillés ici. On trouve :

$$C^+ = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{\kappa_1}{\kappa_2} \right) + \frac{R}{2} \left(1 - \frac{\kappa_1}{\kappa_2} \right), C^- = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{\kappa_1}{\kappa_2} \right) + \frac{R}{2} \left(1 + \frac{\kappa_1}{\kappa_2} \right) \quad (3.50)$$

en notant $\kappa_i = k_{zi}$ dans le cas TE et $\kappa_i = \frac{k_{zi}}{\epsilon_i}$ dans le cas TM . Les coefficients de réflexion R et de transmission T du système s'expriment en fonction de r_i et t_i , les coefficients de réflexion et de transmission de Fresnels à la i^{eme} interface. On a alors :

$$R = \frac{r_1 + r_2 e^{2ik_2e}}{1 + r_1 r_2 e^{2ik_2e}} \quad \text{et} \quad T = \frac{t_1 t_2}{1 + r_1 r_2 e^{2ik_2e}} e^{i(k_2 - k_3)e} \quad (3.51)$$

avec :

$$r_1 = \frac{\kappa_1 - \kappa_2}{\kappa_1 + \kappa_2}, r_2 = \frac{\kappa_2 - \kappa_3}{\kappa_2 + \kappa_3}, t_1 = \frac{2\kappa_1}{\kappa_1 + \kappa_2}, t_2 = \frac{2\kappa_2}{\kappa_2 + \kappa_3} . \quad (3.52)$$

Pour obtenir le champ \mathbf{E}_2 focalisé dans la couche métallique, l'expression $\mathbf{E}_\infty e^{ik_z z}$ dans l'équation 3.21 est alors remplacée par la somme des champs montant et descendant (voir Eq.3.49) :

$$\mathbf{E}_\infty e^{ik_z z} \longrightarrow \mathbf{E}_\infty^+ e^{+ik_2 z} + \mathbf{E}_\infty^- e^{-ik_2 z} , \quad (3.53)$$

avec :

$$\mathbf{E}_\infty^\pm = R_{\phi, \mathbf{e}_z}^{-1} R_{\theta_2, \mathbf{e}_\phi}^{-1} T_2^\pm R_{\phi, \mathbf{e}_z} \mathbf{E}_{\text{inc}, x, y, z} \quad \text{avec} \quad T_2^\pm = \begin{pmatrix} C_{TM}^\pm & 0 & 0 \\ 0 & C_{TE}^\pm & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} . \quad (3.54)$$

Nous avons écrit un code numérique (Matlab) sur la base de ces équations et vérifié que nous avons les mêmes résultats que les précédents dans le cas où $\epsilon_1 = \epsilon_2 = \epsilon_3 = 1$. Nous avons également comparé nos résultats à ceux de Török et al [Török et al., 1995] et Helseth [Helseth, 2001] dans le cas $\epsilon_1 = \epsilon_2 \neq \epsilon_3$ dans le cas de la présence d'une interface. Une fois ces vérifications faites, nous avons ensuite vérifié utilisé notre code pour calculer le champ en tout point du métal. Nous avons choisi de mener cette étude sur le cuivre pour sa grande conductivité électrique. A la longueur d'onde de 653 nm, la permittivité électrique du cuivre est de $\epsilon_{Cu, 653} = -11.472 + i1.8452$ [Johnson et al., 1972].

La figure 3.9 montre le résultat de ces calculs pour $\sigma = 1$ (polarisation circulaire gauche). Nous voyons que le vortex longitudinal au foyer est conservé dans le métal. Une différence est cependant visible : la phase du champ longitudinal a également un dépendance en r contrairement au cas d'une focalisation dans le vide (voir figure 3.5). Cela peut être dû au fait que le champ dans le métal est la superposition d'un champ montant et d'un champ descendant.

Les champs dans le métal étant maintenant complètement déterminés, nous pouvons passer à la détermination des forces optiques rectifiées afin d'évaluer "l'opto-magnétisation" du métal.

3.2.3/ MAGNÉTISATION INDUITE PAR TRANSFERT DE MOMENT ORBITAL DE LA LUMIÈRE AUX ÉLECTRONS LIBRES D'UN MÉTAL

Afin de déterminer la magnétisation optiquement induite dans la couche métallique par transfert de moment orbital entre la lumière et la matière, il nous faut calculer les trois forces rectifiées optiquement induites dans le métal (voir section 3.1.2). La force magnétique rectifiée dans le métal (Eq.3.14) :

$$\mathbf{f}_m = \frac{\mu_0 e_e}{m_e} \gamma_\omega \mathbf{E}_\omega \wedge \mathbf{H}_\omega , \quad (3.55)$$

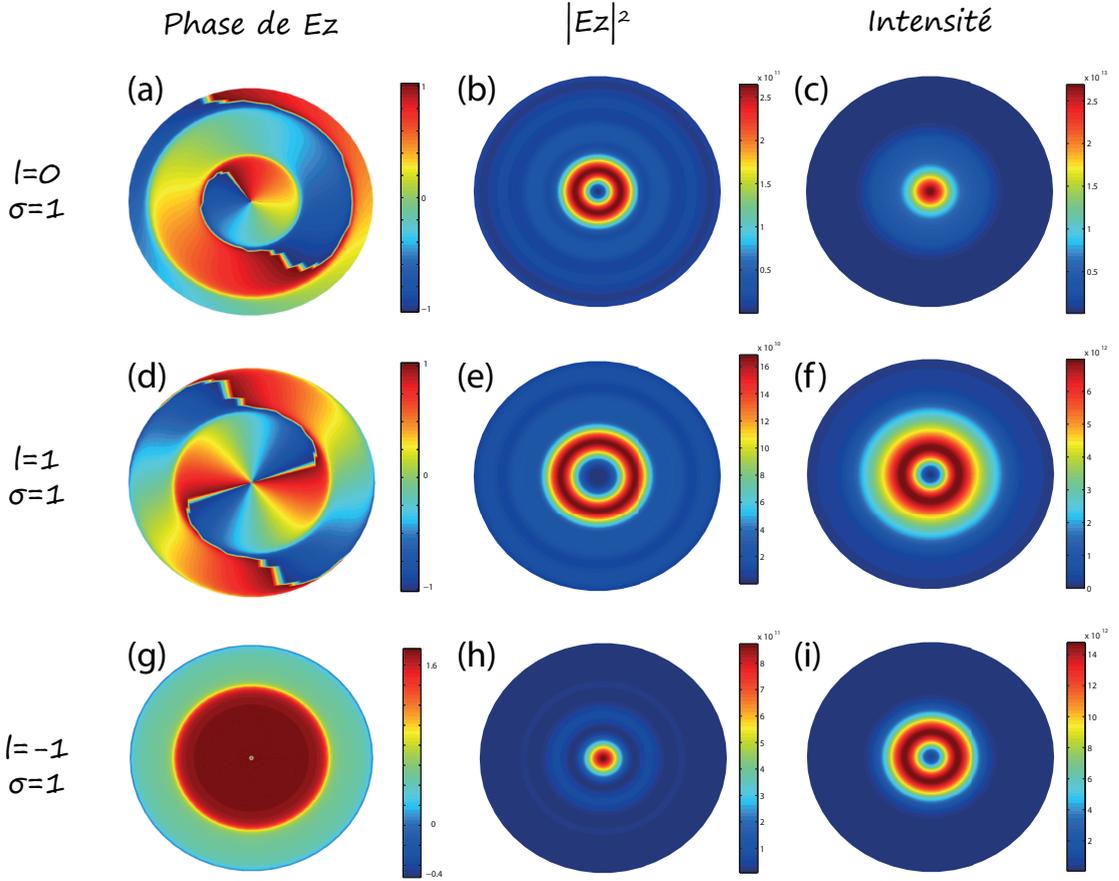


FIGURE 3.9 – Distribution de (a),(d),(g) la phase, de l'intensité (b),(e),(h) longitudinale et (c),(f),(i) totale du champ électrique dans une couche de cuivre pour un faisceau polarisé circulairement à gauche, pour trois valeurs de moment orbital (-1,0,1). A comparer avec la figure 3.6. Les sections des faisceaux représentés ont pour rayon $1 \mu m$.

avec ici \mathbf{E}_ω et \mathbf{H}_ω les valeurs calculées dans le métal, nécessite une légère réécriture. En effet, la conductivité γ_ω n'est pas une donnée accessible expérimentalement directement aux fréquences optiques. Les tables de constantes optiques donnent généralement les valeurs des permittivités diélectriques ou des indices de réfraction des matériaux. La conductivité peut cependant être exprimée en fonction de l'une ou l'autre de ces grandeurs. En effet nous avons la relation (voir Eq.3.13) $\mathbf{j}_\omega = \gamma_\omega \mathbf{E}_\omega = \dot{\mathbf{P}}_\omega = \epsilon_0 \chi_e \dot{\mathbf{E}}_\omega = \epsilon_0(\epsilon_\omega - 1)i\omega \mathbf{E}_\omega$. Par identification on a donc la relation $\gamma_\omega = \epsilon_0(\epsilon_\omega - 1)i\omega$.

En notant $\epsilon_\omega = \epsilon' + i\epsilon''$, la force magnétique rectifiée s'exprime alors :

$$\langle \mathbf{f}_m \rangle = \frac{1}{2} \text{Re} \left[\frac{\mu_0 e_e}{m_e} \gamma_\omega \mathbf{E}_\omega \wedge \mathbf{H}_\omega^* \right] \quad (3.56)$$

$$= \frac{1}{2} \frac{\epsilon_0 \mu_0 e_e}{m_e} \omega \text{Im} [(\epsilon_\omega - 1) \mathbf{E}_\omega \wedge \mathbf{H}_\omega^*] \quad (3.57)$$

$$= \frac{1}{2} \frac{e_e}{m_e c^2} \omega \left[(1 - \epsilon') \text{Re} (\mathbf{E}_\omega \wedge \mathbf{H}_\omega^*) + \epsilon'' \text{Im} (\mathbf{E}_\omega \wedge \mathbf{H}_\omega^*) \right] \quad (3.58)$$

avec $c = (\epsilon_0 \mu_0)^{-1/2}$ la vitesse de la lumière dans le vide.

Cette expression de la force magnétique, déterminée en fonction de données expérimentales connues, nous permet de calculer numériquement les courants générés dans le volume de la couche en fonction de la distribution des champs focalisés déterminés dans la section précédente.

Dans la zone spectrale de travail dans laquelle on se trouve (c'est-à-dire à des énergies inférieures à $2 eV$ par photon), la dynamique des courants dans le cuivre est dominée par les électrons libres [Johnson et al., 1972, Novotny et al., 2012]. Les forces rectifiées déterminées correspondent alors aux forces exercées sur les électrons libres et conduisent donc à la génération de courant continu dans le métal.

La densité de courant continu (ou courant de dérive) généré par la force magnétique rectifiée est égale à (voir équation 3.17) :

$$\mathbf{j}_d = \frac{\gamma_0}{2n_e m_e c^2} \omega \left[(1 - \epsilon') \operatorname{Re}(\mathbf{E}_\omega \wedge \mathbf{H}_\omega^*) + \epsilon'' \operatorname{Im}(\mathbf{E}_\omega \wedge \mathbf{H}_\omega^*) \right] . \quad (3.59)$$

Au vue de la symétrie cylindrique du problème, nous pouvons déterminer la valeur des paramètres en jeu seulement selon une direction $\varphi = cte$ pour connaître leurs distributions dans le métal et donc des forces rectifiées. Cela nous permet de gagner du temps de calcul et également de représenter les courants sur un graphique à deux dimension (dans le plan xOz).

La composante longitudinale $f_{m,z}$ de la force magnétique crée une accumulation de charges sur les interfaces du métal, une fois que l'accumulation a atteint sa saturation, le courant longitudinal disparaît (car un champ électrostatique apparaît dû à l'accumulation de charges et qui génère une tension continue caractéristique de l'effet Hall [N. W. Ashcroft, 1976]). La composante radiale de la force est spatialement limitée par le faisceau et n'a un effet que local (sur l'épaisseur du lobe lumineux). Il n'est alors pas possible non plus avec cette composante de la force magnétique de créer un courant continu. La seule composante de la force qui peut induire un courant continu en régime permanent est la composante azimutale qui génère une boucle de courant. Nous ne nous intéresserons alors qu'à la composante azimutale des forces rectifiées qui génèrent un courant continu azimutal j_φ .

La distribution de courant continu optiquement générée a donc la géométrie d'une spire et son moment magnétique est orienté selon la direction (Oz). On a :

$$\mathbf{m} = \pi \int_0^e dz \int_0^\infty dr r^2 j_\varphi \mathbf{e}_z . \quad (3.60)$$

Nous avons effectué les calculs avec la valeur expérimentale de la conductivité continue du cuivre $\gamma_0 = 59,6 \cdot 10^6 \text{ S.m}^{-1}$ [Lide, 2004], la masse effective expérimentale des électrons dans le cuivre $m_e = 1,49 \times 9,1091 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$ [Johnson et al., 1972] et une densité d'électrons libres de $n_e = 8,4 \cdot 10^{25}$ [Lide, 2004]. Les résultats sont exprimés par unité de puissance.

La figure 3.10 montre les distributions de courant théoriques que nous avons calculées pour quatre couches de cuivres de différentes épaisseurs et pour un faisceau incident polarisé circulairement ne transportant initialement pas de moment orbital.

Comme on peut le remarquer dans la figure 3.10, l'épaisseur de cuivre est un paramètre important à optimiser. En effet, si l'épaisseur est trop grande, les courants se trouvent localisés seulement d'un côté de la couche métallique. Si l'épaisseur est trop faible, on perd

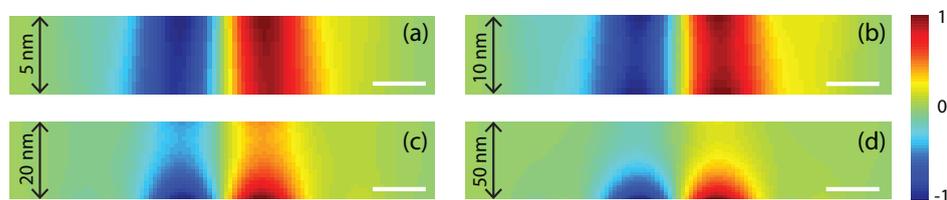


FIGURE 3.10 – Distributions normalisées des courants azimutaux \mathbf{j}_ϕ dans le cuivre pour des épaisseurs de (a) 5 nm, (b) 10 nm, (c) 20 nm et (d) 50 nm. On remarque qu'au delà d'une certaine épaisseur supérieure à l'épaisseur de peau, les courants se trouvent localisés près d'une des deux interfaces du métal. Les barres d'échelle blanches en bas à droite de chaque image représente 250 nm.

l'opportunité de former un courant total plus important (volume de la spire trop faible). Nous avons donc évalué la valeur de la magnétisation opto-induite, par un faisceau polarisé circulairement ($\sigma = \pm 1$), en fonction de l'épaisseur de métal et pour différentes valeurs de moment orbital l du champ incident. Dans ces calculs, nous avons toujours $\lambda = 653 \text{ nm}$ et $ON = 0.9$.

Les résultats de nos calculs (voir figure 3.11) montrent qu'il y a un maximum de la magnétisation en fonction de l'épaisseur. Pour toutes les valeurs de moment orbital, le maximum se situe entre 10 et 13 nm. On remarque également que l'amplitude de la magnétisation dépend du moment orbital et que le maximum est trouvé pour une combinaison $\sigma = 1; l = 1$. Ce cas montre l'effet du couplage spin-orbite dont la l'effet dans ce cas est de générer deux vortex de même charge dont les effets sur les électrons "s'additionnent" ("interférences" constructives). La distribution du champ magnétique statique opto-induit est évaluée à l'aide de la relation de Biot et Savart (Eq.3.1) et un exemple de résultat est donné sur la figure 3.12.

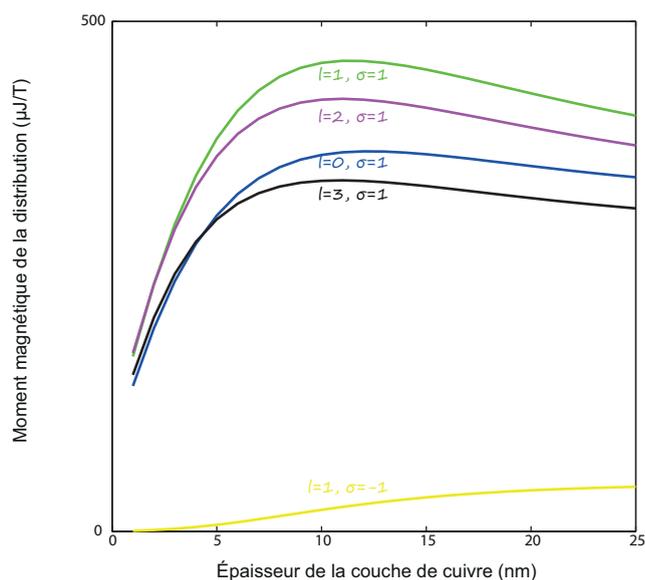


FIGURE 3.11 – Magnétisation opto-induite par un faisceau polarisé circulairement $\sigma = \pm 1$ en fonction de l'épaisseur de cuivre pour différentes valeurs de moment orbital l du champ incident.

Il est étonnant au premier abords de voir que la magnétisation diminue lorsque que la

charge topologique portée par le vortex incident augmente. Nous pensons à l'heure actuelle que ceci est dû au fait que les boucles de courant générées pour de grands moments orbitaux forme des boucles étendues. Il y a un désaccord spatial entre les deux vortex décrits par σ et l lorsque l augmente. Plus la charge du vortex incident est grande, plus l'ordre du faisceau de Laguerre-Gauss associé est important (plus le faisceau angulaire est large).

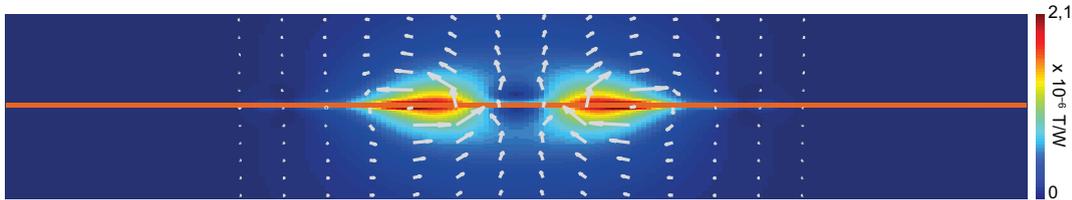


FIGURE 3.12 – Carte de champ magnétique statique optiquement induite dans une couche de cuivre d'épaisseur de 12 nm par un faisceau polarisé circulairement. On retrouve la distribution en champ proche d'une spire de courant [Jackson, 1999]. L'échelle de couleur représente l'intensité du champ magnétique par unité de puissance.

Pour un même moment orbital $l = 1$, les calculs menés avec les polarisations azimutale et radiale montrent que la magnétisation est 12 fois plus faible avec un vortex radial que dans le cas $l = 1, \sigma = 1$ discuté plus haut, et 4 fois plus élevée dans le cas d'un vortex azimutal. Ces résultats sont encore en cours d'interprétation mais cela laisse croire que des deux cas discuté en début de ce chapitre (voir figure 3.3) la configuration exaltant la composante longitudinale du champ optique magnétique génère des forces rectifiées plus intenses.

D'un point de vue quantitatif, l'intensité du champ magnétique statique est ici de $2.1 \mu\text{T}/\text{W}$. Le phénomène étant ici un phénomène non-linéaire d'ordre 2, l'intensité du champ magnétique sera donc proportionnelle à la puissance du faisceau incident. On peut en déduire qu'avec un faisceau incident polarisé circulairement focalisé sur une couche de cuivre de 12 nm avec un objectif d'ouverture numérique 0.9, il est possible de générer optiquement un champ magnétique statique de $2.1 \mu\text{T}/\text{W}$. Pour donner un ordre de grandeur, il faudrait des impulsions d'une vingtaine de Watt pour générer un champ de l'intensité du champ magnétique terrestre, mais à l'échelle sub-microscopique. En revanche, nous avons évalué le gradient du champ magnétique à une distance de 20 nm de la surface qui est de $27,8 \text{ T}/\text{m}/\text{W}$. Cela permet d'imaginer de pouvoir utiliser en champ proche ce gradient de champ magnétique statique pour exercer une force sur des moments magnétiques à l'échelle sub-microscopique par exemple pour des manipulations de nano-actionneurs.

Ces résultats nous montrent alors qu'il est en possible de magnétiser la matière en générant un moment orbital au gaz d'électrons avec un faisceau focalisé. Le couplage spin-orbite qui a lieu lors dû au confinement du champ par focalisation permet de générer un moment orbital photonique qui est transféré au métal ce qui induit un opto-aimant nanométrique.

L'étude présentée ici a été faite avec un objectif d'ouverture numérique $ON = 0.9$ dans un métal non noble : le cuivre. Dans un futur proche, nous comptons étendre cette étude en étudiant l'effet de l'ouverture numérique de l'objectif de microscope car nous pensons qu'en augmentant cette ouverture numérique, les composantes longitudinales du champ optique focalisé seront exaltées et la spire sera de dimension plus petites (car

le faisceau focalisé sera plus localisé). Ces deux effets devraient alors contribuer à une augmentation de l'aimantation et à la miniaturisation de l'opto-aimant ainsi généré. Nous planifions également d'étendre cette étude aux métaux nobles afin d'étudier les effets des plasmons de surfaces sur l'opto-magnétisation d'un métal. Les plasmons de surfaces générant de grandes oscillations des électrons libres aux interfaces, les forces de surfaces (f_{quad} et f_{conv} , voir section 3.1.2) devraient générer des boucles de courants surfaciques qui peuvent s'ajouter, ou se soustraire, à la contribution des courants volumiques générés par la force magnétique.

Avant cela, nous allons présenter la magnétisation opto-induite par couplage spin-orbite dans des nanostructures plasmoniques. L'interaction lumière-métal devrait y être exaltée par l'augmentation et la localisation du champ à l'échelle sub-longueur d'onde dans ces structures.

3.3/ NANOSTRUCTURATION DE LA MATIÈRE MÉTALLIQUE

En 2009 et 2010, Gorodetski et al. [Gorodetski et al., 2009] et Vuong et al. [Vuong et al., 2010] ont montré qu'il était possible de générer des vortex en champ proche par couplage spin-orbite sur des ouvertures sub-longueur d'onde. Ce couplage spin-orbite découle de l'induction d'une phase géométrique comme nous l'avons présenté au deuxième chapitre de cette thèse. Dans le chapitre 2, nous avons considéré les modes se propageant dans le plan du gradient de la phase géométrique, générant alors un moment orbital extrinsèque. Nous allons maintenant considérer un faisceau se propageant dans la direction perpendiculaire au gradient de phase géométrique : la phase géométrique générée induira alors un moment orbital intrinsèque au mode se propageant dans cette structure cylindrique.

Il est alors possible de tirer parti de ce couplage spin-orbite en champ proche afin de magnétiser un métal à l'aide d'un faisceau excitateur polarisé circulairement par transfert de moment orbital du photon incident à l'électron libre du métal. En suivant notre démarche basée sur les forces optiques décrites dans la section 3.1.2, on en déduit que l'on peut induire des boucles de courant continu dans un métal. En suivant une autre approche, Smolyaninov et al [Smolyaninov et al., 2005] ont montré qu'il était possible de magnétiser la matière en excitant des modes plasmons dans des ouvertures circulaires sur une couche mince d'or à l'aide d'un faisceau incident polarisé circulairement. Dans cette même étude, une démonstration expérimentale de cette magnétisation photo-induite, par microscopie à force atomique, a également été présentée ce qui démontre que le phénomène est suffisamment fort pour être mesurable. La structure utilisée lors de leur étude est une structure plasmonique à transmission extraordinaire de type Ebbesen [Ebbesen et al., 1998] avec un couplage entre les ouvertures. Leur interprétation de la magnétisation est basée sur l'existence d'un moment magnétique associé aux plasmons de surface et leurs discussions ne parle pas de couplage spin/orbite entre le champ incident et le mode guidé dans l'ouverture circulaire.

Que ce soit dans notre cas ou dans le cas présenté par Smolyaninov et al, les forces à l'origine de la magnétisation sont des forces non linéaires d'ordre deux qui donnent lieu au phénomène de "photon drag effect" [Smolyaninov et al., 2005]. Cependant, notre approche basée sur l'expression explicite des forces optiques en jeu, nous permet d'isoler les composantes des champs responsables de la génération des forces optiques azimu-

tales. Nous avons montré (voir figure 3.3) que la force magnétique pouvaient être exaltées si l'on exaltait la composante radiale du champ électrique. Or, comme nous l'avons montré au chapitre 2, nous pouvons pour cela tirer parti de l'effet capacitif d'une structure "à gap". C'est pour cette raison que nous faisons l'hypothèse qu'une structure coaxiale [Baida et al., 2006] devrait permettre de magnétiser la matière plus efficacement qu'une simple ouverture circulaire.

Nous avons donc dans un premier temps effectué une étude préliminaire par FDTD afin de vérifier si le champ magnétique statique généré optiquement était plus intense avec une ouverture coaxiale qu'avec une ouverture circulaire.

3.3.1/ MAGNÉTISATION D'UNE OUVERTURE CIRCULAIRE VS MAGNÉTISATION D'UNE OUVERTURE COAXIALE

Cette première étude théorique vise à comparer l'ouverture circulaire et l'ouverture coaxiale.

Nous avons comparé les valeurs des trois forces rectifiées décrites par le modèle hydrodynamique pour un même faisceau incident polarisé circulairement. Les ouvertures simulées sont modélisée dans une couche d'argent d'une épaisseur de 50 nm déposée sur un substrat de verre d'indice $n = 1,5$. Les ouvertures circulaire et coaxiale ont un rayon extérieur de 140 nm. Un cœur d'argent de rayon 90 nm a été ajouté dans le cas des ouvertures coaxiales. La longueur d'onde du faisceau excitateur est de 1064 nm et la puissance du faisceau incident est de $P = 5.5 \cdot 10^{-13} \text{ W}$. La nano-ouverture coaxiale a été désignée de manière à être résonante à $\lambda = 1064 \text{ nm}$. La nano-ouverture circulaire fonctionne quant à elle au-delà de la coupure à cette longueur d'onde. Les résultats sont présentés dans le tableau 3.3.1. Les forces ont été évaluées à l'aide des expressions de l'équation 3.12 moyennées dans le temps dans lesquelles ont a inséré les valeurs des champs électromagnétiques donnés par la simulation FDTD.

		
	Ouverture circulaire	Ouverture coaxiale
$\max(f_{m,\phi})$	$-2.7 \cdot 10^{-5} \text{ N.m}^{-3}$	$-16.2 \cdot 10^{-5} \text{ N.m}^{-3}$
$\max(f_{quad,\phi})$	$-1.1 \cdot 10^{-5} \text{ N.m}^{-3}$	$-17.4 \cdot 10^{-5} \text{ N.m}^{-3}$
$\max(f_{conv,\phi})$	$+3.2 \cdot 10^{-12} \text{ N.m}^{-3}$	$-4.0 \cdot 10^{-12} \text{ N.m}^{-3}$

TABLE 3.1 – Valeur maximale des composantes azimutales des trois forces rectifiées dans le cas d'une ouverture circulaire et d'une ouverture coaxiale pour un faisceau incident polarisé circulairement à droite ($\sigma = -1$).

Au regard de ces résultats, on peut tout d'abord remarquer que la force convective a une contribution négligeable par rapport aux forces magnétique et quadrupolaire pour les deux types d'ouvertures. On négligera donc cette force de notre étude. On remarque en revanche que les forces quadrupolaires sont du même ordre de grandeur que les forces magnétiques. Il faut donc les prendre en compte pour l'évaluation des boucles de courant générées dans les nanostructures.

Ces résultats montrent également que les composantes azimutales des forces rectifiées sont plus élevées dans l'ouverture coaxiale que dans l'ouverture circulaire. Afin d'évaluer la valeur du champ magnétique statique généré par chacune des deux ouvertures, nous

calculons la densité de courant j_ϕ à l'aide de la relation 3.17 et nous déterminons ensuite en tout point les trois composantes du champ magnétique statique à l'aide de la relation de Biot et Savart (équation 3.1). Les cartes 2D des champs magnétiques statiques induits optiquement, visibles sur la figure 3.13, confirment alors que l'ouverture coaxiale permet d'aboutir à des nano opto-aimants plus intenses que l'ouverture circulaire proposée par Smolyaninov et al. De plus, contrairement à l'ouverture circulaire, le champ magnétique est confiné au centre de la nanostructure formant ainsi un foyer magnétique unique à l'échelle nanométrique.

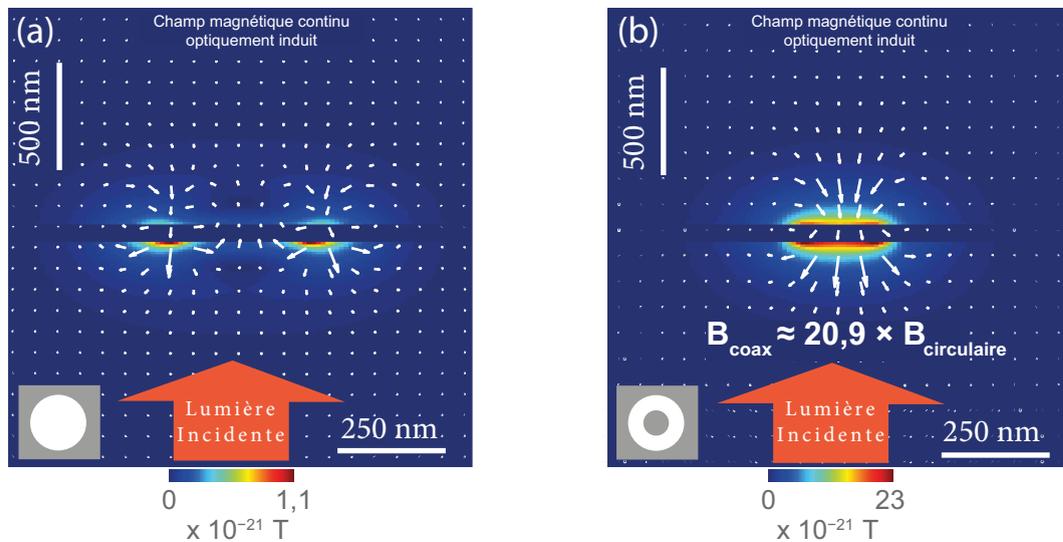


FIGURE 3.13 – Intensité du champ magnétique statique photoinduit (échelle de couleur) et sa distribution vectorielle (flèches blanches). On remarque que l'intensité du champ généré par l'ouverture coaxiale (de rayon interne 90 nm et externe 140 nm) (b) est 20,9 fois plus forte que celle du champ généré par l'ouverture circulaire (de rayon 140 nm) (a). La couche d'argent a une épaisseur de 50 nm. La lumière est polarisée circulairement à droite sur cette simulation.

D'un point de vue quantitatif, la puissance du faisceau incident étant ici de $P = 5.5 \cdot 10^{-13} \text{ W}$, on peut alors opto-générer à l'aide de cette ouverture coaxiale un champ de $0.04 \mu\text{T}/\text{W}$. Cette valeur est 50 fois plus faible que le maximum du champ magnétique statique obtenu dans la cas des faisceaux focalisés (voir 3.2.3). Nous pensons que la principale raison est que dans le cas de la nanostructure, la plupart de l'énergie du faisceau (limité par la diffraction) n'est pas couplée au mode de la nanostructure mais est réfléchi par la surface métallique.

Seule une petite partie du faisceau incident interagit avec l'ouverture. Une solution pour augmenter le champ magnétique statique serait alors de considérer des nanostructures à très grandes sections efficaces d'absorption [Moreau et al., 2012] permettant la mise en œuvre d'un phénomène "d'entonnoir" photonique dans la structure plasmonique et ainsi accroître dramatiquement la magnétisation.

En analysant la distribution de courant dans les nanostructures, on s'aperçoit que des courants contrapropagatifs co-existent, réduisant ainsi la magnétisation totale. Nous pensons que cette inversion locale peut être imputée à la diffraction du champ sur la nano-ouverture. Il y a en effet deux phénomènes optiques qui co-existent, l'excitation du mode de l'ouverture et la diffraction du champ par l'ouverture ne conduisant pas à l'excitation

modale. Si le mode optique oriente le champ magnétique statique dans un sens, la diffraction peut créer un champ magnétique statique de sens opposé, réduisant ainsi les performances de la nano-ouverture en tant qu'opto-aimant.

Nous allons ici découpler les deux phénomènes en réalisant une étude modale des 2 ouvertures permettant de remonter à l'effet du mode plasmonique sur la magnétisation. Cette étude aboutit également à des simulations plus rapides que la *FDTD*, et permet de des études plus approfondies des phénomènes en jeu du fait de sa nature analytique.

3.3.2/ ÉTUDE MODALE ANALYTIQUE POUR UNE STRUCTURE À SYMÉTRIE CYLINDRIQUE

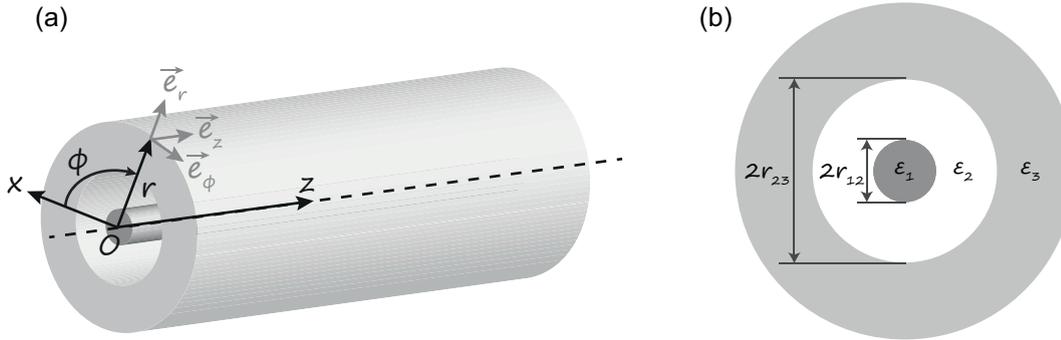


FIGURE 3.14 – Schémas d'une structure infinie coaxiale. (a) Section bidimensionnelle du guide et paramètres des trois milieux. A noter que le milieu "3" s'étend à l'infini.

L'étude modale proposée ici se base sur un article de Novotny et Hafner [Novotny et al., 1994]. Les guides électromagnétiques seront ici considérés infinis et à symétrie cylindrique le long de l'axe Oz . Les pertes seront prises en compte à travers la partie imaginaire de ϵ . La dynamique des champs est gouvernée par les équations de Maxwell et par conséquent doit satisfaire les conditions de continuité aux interfaces entre deux milieux.

Les composantes azimutales et radiales des champs peuvent être déduites des expressions des composantes longitudinales à l'aide des équations de Maxwell [Marcuse, 2013]. En effet, si l'on considère des champs harmoniques dans des milieux non-magnétiques et sans source, les équations de Maxwell s'écrivent :

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 0 \quad (3.61)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{H} = 0 \quad (3.62)$$

$$\nabla \wedge \mathbf{E} = i\omega\mu_0\mathbf{H} \quad (3.63)$$

$$\nabla \wedge \mathbf{H} = -i\omega\epsilon_0\epsilon\mathbf{E} \quad (3.64)$$

La structure étant invariante par translation selon l'axe Oz et considérant des ondes se propageant selon cette direction, on peut exprimer les champs ainsi :

$$\Psi(r, \phi, z) = \psi(r, \phi) e^{i(k_z z - \omega t)} \quad \text{avec} \quad \Psi = \mathbf{E} \text{ ou } \mathbf{H} \quad (3.65)$$

En insérant cette expression dans les équations de Maxwell, on en déduit que les amplitudes des composantes radiales et azimutales s'expriment en fonction de E_z et H_z dans chaque milieu :

$$H_r = \frac{-i}{\kappa^2} \left(k_z \frac{\partial H_z}{\partial r} - \omega \epsilon_0 \epsilon_r \frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial \phi} \right) \quad (3.66)$$

$$H_\phi = \frac{-i}{\kappa^2} \left(k_z \frac{1}{r} \frac{\partial H_z}{\partial \phi} + \omega \epsilon_0 \epsilon_r \frac{\partial E_z}{\partial r} \right) \quad (3.67)$$

$$E_r = \frac{-i}{\kappa^2} \left(k_z \frac{\partial E_z}{\partial r} + \omega \mu_0 \frac{1}{r} \frac{\partial H_z}{\partial \phi} \right) \quad (3.68)$$

$$E_\phi = \frac{-i}{\kappa^2} \left(k_z \frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial \phi} - \omega \mu_0 \frac{\partial H_z}{\partial r} \right) \quad (3.69)$$

avec $\kappa = \sqrt{k^2 - k_z^2}$ la composante transverse du vecteur d'onde $k = \epsilon \frac{\omega^2}{c^2}$.

Pour déterminer l'expression des composantes longitudinales, il faut dans un premier temps résoudre l'équation de propagation :

$$(\nabla \cdot \nabla) \psi_z + k^2 \psi_z = 0 \quad (3.70)$$

En coordonnées polaires, l'équation de propagation s'expriment ainsi :

$$\left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \phi^2} + k^2 \right) \psi_z = 0 \quad (3.71)$$

On peut alors rechercher des solutions en séparant les variables r et ϕ sous la forme :

$$E_z = E_i F_i(r) \cos \phi \quad (3.72)$$

$$H_z = H_i F_i(r) \sin \phi \quad (3.73)$$

où E_i et H_i sont les amplitudes des champs électrique et magnétique dans le milieu i . $F_i(r)$ est la fonction décrivant la dépendance radiale du champ dans le milieu i .

Le choix de la dépendance harmonique selon ϕ permet de décrire de manière plus intuitive la polarisation circulaire comme superposition linéaire d'une polarisation verticale et horizontale déphasée de $\pm \frac{\pi}{2}$. Le cas présenté ici est le cas d'une polarisation horizontale (selon (Ox)).

En insérant les équations 3.72 et 3.73 dans l'équation de propagation, on arrive à l'équation différentielle pour $F(r)$:

$$\left(\frac{1}{r} \frac{d}{dr} + \frac{d^2}{dr^2} + \kappa^2 - \frac{l^2}{r^2} \right) F(r) = 0 \quad (3.74)$$

Cette équation différentielle est appelée équation différentielle de Bessel et ses solutions sont les fonctions de Bessel, également appelées fonctions harmoniques cylindriques

[Marcuse, 2013]. Il existe différentes espèces de fonctions de Bessel dont les comportements asymptotiques sont différents. Les fonctions de Bessel de première espèce $J_l(\kappa r)$, introduites dans la section 3.2.3, sont des fonctions oscillantes qui convergent vers une valeur finie lorsque $r \rightarrow 0$. Ces fonctions seront choisies pour décrire le champ dans le milieu 1. Pour le milieu 3, les fonctions de Bessel de troisième espèce $H_l(r)$ (appelées aussi fonctions de Hankel) seront utilisées car bien qu'étant divergentes lorsque $r \rightarrow 0$, elles convergent exponentiellement lorsque $r \rightarrow +\infty$ si l'argument a une partie imaginaire non nulle. Pour satisfaire les conditions de continuité aux interfaces, la dépendance en r de l'amplitude dans le milieu 2 sera alors décrite par une combinaison linéaire des fonctions de Bessel de première et de troisième espèce.

Une conséquence de la nature complexe de ϵ due aux pertes dans le métal est que de manière générale la composante longitudinale du vecteur d'onde est une grandeur complexe et l'on écrira alors $k_z = \beta' + i\beta''$ comme introduit dans le chapitre 2.

Afin de déterminer les modes pouvant se propager dans les structures étudiées, il faut alors rechercher les conditions de continuité aux deux interfaces des champs électrique et magnétiques. Ces conditions imposent l'égalité des composantes longitudinale et azimutale à ces interfaces, ce qui amène à un système de 8 équations linéaires et homogènes couplées. Afin d'avoir une solution non triviale, le déterminant de la matrice caractéristique doit être nul. L'expression de la matrice caractéristique est la suivante :

$$\begin{pmatrix} J_l(\kappa_1 r_{12}) & -J_l(\kappa_2 r_{12}) & -H_l(\kappa_1 r_{12}) & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & J_l(\kappa_1 r_{12}) & -J_l(\kappa_2 r_{12}) & -H_l(\kappa_1 r_{12}) & 0 \\ 0 & J_l(\kappa_2 r_{23}) & H_l(\kappa_2 r_{23}) & -H_l(\kappa_3 r_{23}) & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & J_l(\kappa_2 r_{23}) & H_l(\kappa_2 r_{23}) & -H_l(\kappa_3 r_{23}) \\ \frac{\omega \epsilon_0 \epsilon_1}{\kappa_1} J_l'(\kappa_1 r_{12}) & -\frac{\omega \epsilon_0 \epsilon_2}{\kappa_2} J_l'(\kappa_2 r_{12}) & -\frac{\omega \epsilon_0 \epsilon_2}{\kappa_2} H_l'(\kappa_2 r_{12}) & 0 & \frac{k_z l}{\kappa_1^2 r_{12}} J_l(\kappa_1 r_{12}) & -\frac{k_z l}{\kappa_2^2 r_{12}} J_l(\kappa_2 r_{12}) & -\frac{k_z l}{\kappa_2^2 r_{12}} H_l(\kappa_2 r_{12}) & 0 \\ -\frac{k_z l}{\kappa_1^2 r_{12}} J_l(\kappa_1 r_{12}) & \frac{k_z l}{\kappa_2^2 r_{12}} J_l(\kappa_2 r_{12}) & \frac{k_z l}{\kappa_2^2 r_{12}} H_l(\kappa_2 r_{12}) & 0 & -\frac{\omega \mu_0}{\kappa_1} J_l'(\kappa_1 r_{12}) & \frac{\omega \mu_0}{\kappa_2} J_l'(\kappa_2 r_{12}) & \frac{\omega \mu_0}{\kappa_2} H_l'(\kappa_2 r_{12}) & 0 \\ 0 & \frac{\omega \epsilon_0 \epsilon_2}{\kappa_2} J_l'(\kappa_2 r_{23}) & \frac{\omega \epsilon_0 \epsilon_2}{\kappa_2} J_l'(\kappa_2 r_{23}) & -\frac{\omega \epsilon_0 \epsilon_3}{\kappa_3} H_l'(\kappa_3 r_{23}) & 0 & \frac{k_z l}{\kappa_2^2 r_{23}} J_l(\kappa_2 r_{23}) & \frac{k_z l}{\kappa_2^2 r_{23}} J_l(\kappa_2 r_{23}) & -\frac{k_z l}{\kappa_3^2 r_{23}} H_l(\kappa_3 r_{23}) \\ 0 & -\frac{k_z l}{\kappa_2^2 r_{23}} J_l(\kappa_2 r_{23}) & -\frac{k_z l}{\kappa_2^2 r_{23}} J_l(\kappa_2 r_{23}) & +\frac{k_z l}{\kappa_3^2 r_{23}} H_l(\kappa_3 r_{23}) & 0 & -\frac{\omega \mu_0}{\kappa_2} J_l'(\kappa_2 r_{23}) & -\frac{\omega \mu_0}{\kappa_2} J_l'(\kappa_2 r_{23}) & \frac{\omega \mu_0}{\kappa_3} H_l'(\kappa_3 r_{23}) \end{pmatrix}$$

avec $J_l'(\kappa r) = \frac{dJ_l(\kappa r)}{dr}$.

Les zéros du déterminant de cette matrice ne peuvent être déterminés analytiquement. Les solutions seront donc recherchées numériquement à l'aide d'un code que l'on a écrit sous Matlab. Nous avons calculé les valeurs du déterminant dans le plan complexe en fonction de β' et β'' et pour différentes valeurs de la pulsation ω . Les minima locaux représentant les solutions ont alors été recherchés. Afin de vérifier que ces minima numériques correspondent à des solutions non-artéfactuelles du système d'équations, nous avons inséré les valeurs de β'_m et β''_m correspondantes dans les expressions des champs et nous avons vérifié que les conditions de continuité des champs était respectées. Les minima locaux vérifiant ces conditions ont été identifiés comme les modes propres des structures étudiées.

Notre étude s'est portée sur les structures plasmoniques en argent. Comme dans l'étude menée par Baidi et Van Labeke [Baida et al., 2006] sur les structure coaxiales, nous avons opté pour un modèle de Drude pour modéliser la dispersion de l'argent $\epsilon(\omega) = 1 - \omega_p^2/(\omega^2 + i\omega\tau)$ avec $\omega_p = 9.0436 \text{ eV}$ et $\tau = 0.0211 \text{ eV}$.

Les ouvertures coaxiales sont définies par $\epsilon_1 = \epsilon(\omega)$, $\epsilon_2 = 1$, $\epsilon_3 = \epsilon(\omega)$ et les ouvertures

circulaires par $\epsilon_1 = \epsilon_2 = 1$ et $\epsilon_3 = \epsilon(\omega)$. Pour les structures coaxiales, nous avons fixés un rayon interne de $r_{12} = 50 \text{ nm}$. Pour les deux types de structures, nous avons donné aux rayons externes r_{23} les valeurs $r_{23} = 75 \text{ nm}$, $r_{23} = 90 \text{ nm}$ et $r_{23} = 130 \text{ nm}$.

Les relations de dispersion obtenues sont représentés sur la figure 3.15. Ces résultats montrent déjà que les ouvertures circulaires et les ouverture coaxiales ont des comportements spectraux différents. L'information essentielle de ces graphiques est la valeur de l'énergie de coupure des modes. On en déduit de cette étude que dans le cas du guide cylindrique, les modes "coupent" à des énergies plus hautes que les guides coaxiaux. En effet, pour les trois rayons étudiés, les fréquences de coupure pour les guides cylindriques sont supérieures à $\hbar\omega = 2 \text{ eV}$ alors que pour les guides coaxiaux elles sont toutes inférieures à 2 eV .

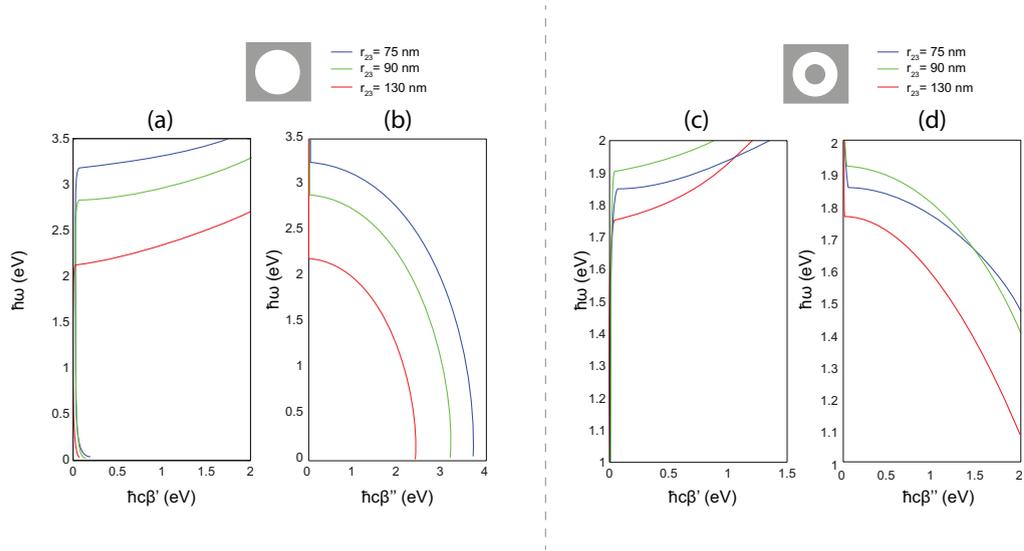


FIGURE 3.15 – Relations de dispersion déterminées pour des guides cylindriques (a)(b) et coaxiaux (c)(d) pour trois valeurs différentes des rayons externes.

Les expressions des champs longitudinaux utilisées dans l'équation 3.73 modélisent le cas d'une polarisation horizontale (selon (Ox)). Pour le cas de la polarisation verticale (selon (Oy)) il faut alors les changements de fonction $\cos \phi \rightarrow \sin \phi$ et $\sin \phi \rightarrow -\cos \phi$ dans les équations 3.73 et 3.73. Pour obtenir la polarisation circulaire, il faut alors faire les changement de fonctions $\cos \phi \rightarrow e^{i\sigma\phi}$ et $\sin \phi \rightarrow -i\sigma e^{i\sigma\phi}$.

Les modes excités par un faisceau polarisé circulairement se propagent donc dans le guide sous la forme de vortex portant un moment angulaire $l = \sigma$. Le moment de spin de l'onde incidente est alors converti en moment orbital dans le mode guidé. Le couplage spin-orbite est ici générée par la structure elle même et non par une manipulation dans le faisceau incident. Cette condition est favorable à la génération d'une boucle de courant électronique dans la nano-structure (voir section 3.1.1).

Nous avons déterminé la valeur maximale que prend la composante azimutale du vecteur de Poynting en fonction de la fréquence (dont dépend la force magnétique). Nos calculs montrent (voir figure 3.16(a)) que cette composante est maximale à la fréquence de coupure du mode. La grandeur représentée sur la figure 3.16 est la valeur moyenne du vecteur de Poynting définie par $\bar{\Pi}_\phi = \frac{1}{r_{23}} \int_0^{r_{23}} \Pi_\phi dr$. Les calculs effectués avec le guide coaxial donne le même résultat (voir 3.16(c)) : exciter le mode à la coupure permet de

maximiser la composante azimutale du vecteur de Poynting, et donc d'optimiser f_{mag} à l'origine de la magnétisation. Ce résultat est très important car dans le cas de guide plasmonique à ouverture de longueur finie, un mode existe quelque soit l'épaisseur de la couche métallique [Ibrahim et al., 2010].

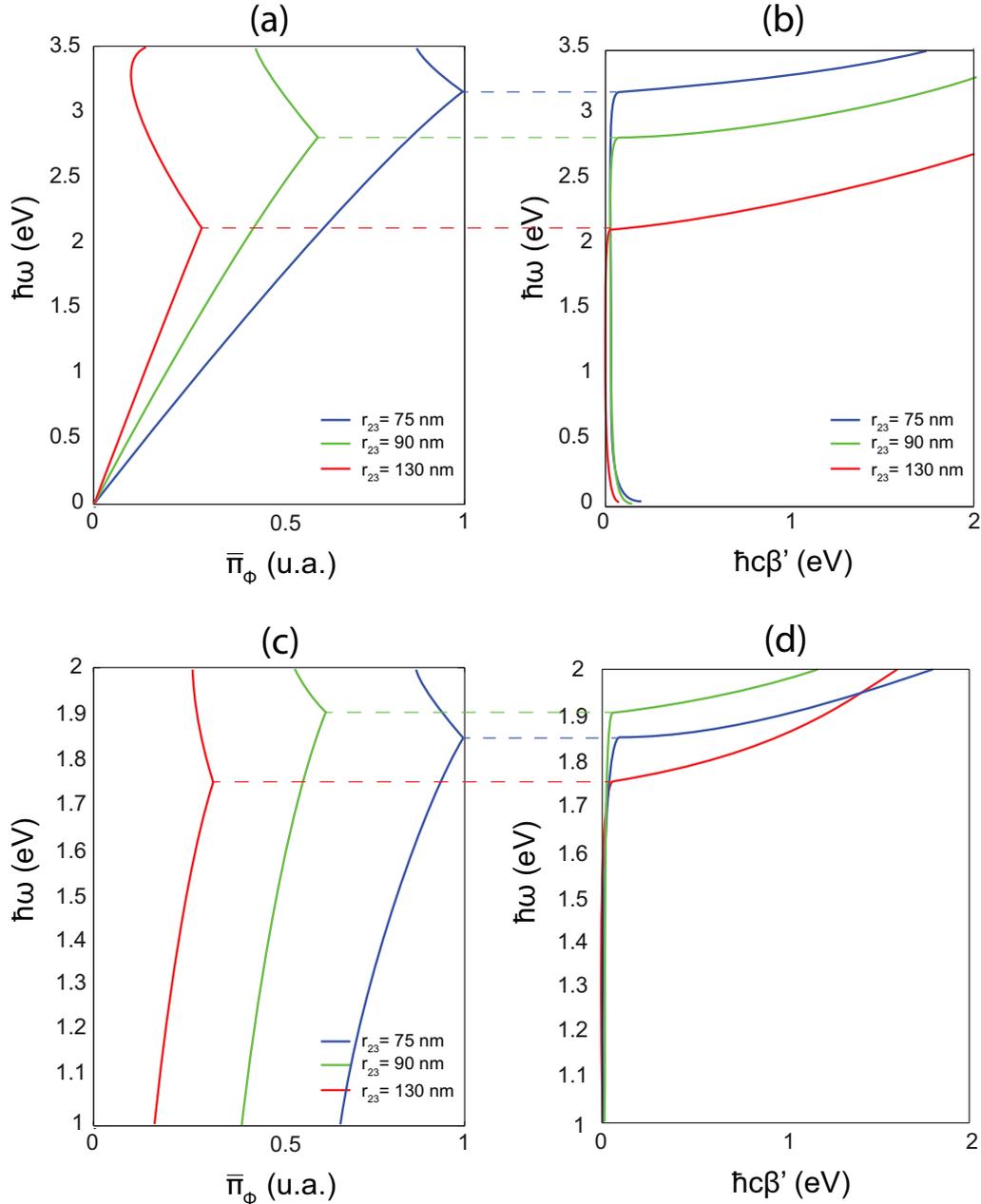


FIGURE 3.16 – (a) et (c) sont les courbes représentant la valeur moyenne de la composante azimutale du vecteur de Poynting (en abscisse) pour différentes énergies d'excitation (en ordonnée) dans un guide cylindrique et coaxial, respectivement. (b) et (d) sont les relations de dispersion de ces guides cylindrique et coaxial, respectivement. On remarque alors que la valeur maximale du vecteur de Poynting est obtenue à la fréquence de coupure du mode.

La figure 3.17 montre la structure des champs dans les guides cylindriques et coaxiaux.

Afin de comparer directement les champs magnétique et électrique sur un même graphique, nous avons représenté \mathbf{E} et $Z_0^{-1}\mathbf{H}$ avec $Z_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}}$ l'impédance du vide. Pour pouvoir comparer les deux structures, les champs tracés correspondent à des modes contenant la même énergie (définie ici par $\int_0^\infty r dr (|\mathbf{E}(\mathbf{r})|^2 + |Z_0^{-1}\mathbf{H}(\mathbf{r})|^2)$).

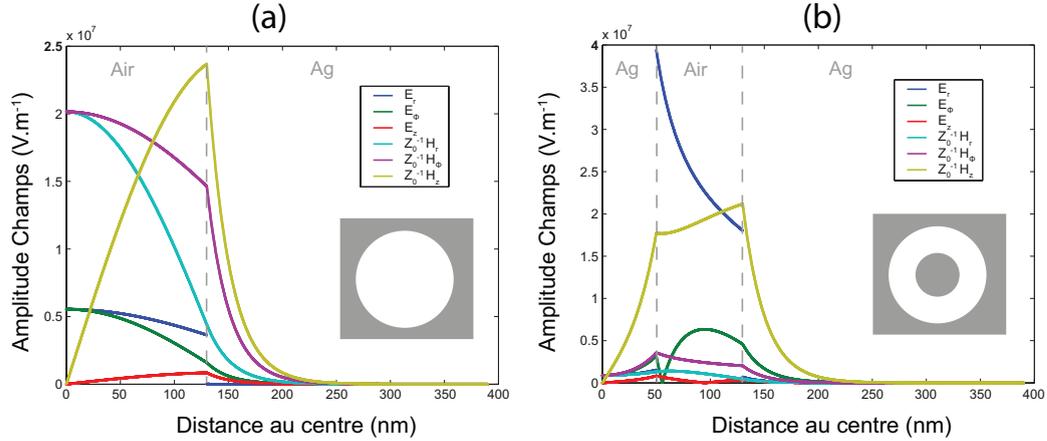


FIGURE 3.17 – Amplitude des champs électromagnétiques dans un guide (a) circulaire et (b) coaxial à la fréquence de coupure des modes en jeu, en fonction de la variable spatiale r . Le rayon externe est égal à $r_{23} = 130 \text{ nm}$ dans les deux cas. On notera la différence des valeurs maximales dans chacun des cas. Les champs (a) et (b) représentent des modes ayant la même énergie.

L'analyse de la structure de ces champs montre alors pourquoi l'ouverture coaxiale permet de magnétiser la matière de manière plus efficace que la structure circulaire. Afin de générer des courants azimutaux, nous avons vu qu'il y avait deux contributions dans ces structures : la force magnétique \mathbf{f}_m et la force quadrupolaire sur les interfaces \mathbf{f}_{quad} .

Afin d'avoir une composante azimutale de la force magnétique importante, nous avons vu qu'il fallait un produit E_r et H_z maximal dans le métal. On remarque que les amplitudes de H_z dans les deux cas diffèrent peu, bien qu'elle soit un peu supérieure dans le cas du guide coaxial. Par contre, l'effet capacitif présent dans la structure coaxiale augmente la composante radiale du champ électrique ce qui a pour effet l'accroissement de la composante azimutale de la force magnétique.

En ce qui concerne la force quadrupolaire, notons qu'elle peut être réécrite ainsi

$$\mathbf{f}_{\text{quad}} \propto \rho_{\text{pol}} \mathbf{E} \quad \text{avec} \quad \rho_{\text{pol}} = \nabla \cdot (\chi_e \mathbf{E}) = \chi_e \nabla \cdot \mathbf{E} + (\nabla \chi_e) \cdot \mathbf{E} . \quad (3.75)$$

Afin d'avoir une forte composante azimutale de cette force, il faut deux conditions : avoir une forte composante azimutale du champ électrique E_ϕ , et de fortes charges de polarisation. On remarque sur la figure 3.17 que la composante azimutale du champ électrique dans le métal est environ 2 fois plus forte pour la structure coaxiale que pour la structure circulaire. On remarque également que les charges de polarisation induites par la discontinuité du champ électrique aux interfaces (terme $\chi_e \nabla \cdot \mathbf{E}$ dans l'équation 3.75) sont également plus fortes dans le cas de la structure coaxiale car le champ électrique radial (seule composante discontinue) subit une variation au moins 4 fois plus forte au niveau de l'interface par rapport au cas de la structure circulaire. En ce qui concerne le terme $(\nabla \chi_e) \cdot \mathbf{E}$ de ρ_{pol} , χ_e ne dépendant que de r , son gradient est alors dirigé selon \mathbf{e}_r . Le

deuxième terme se résume alors à $\frac{dx_e}{dr} E_r$. Le champ radial étant beaucoup plus fort dans le cas de la structure coaxiale, ce terme est alors également plus grand que pour le cas de la structure circulaire.

On remarque alors que l'effet capacitif dans la structure coaxiale, qui a pour conséquence d'augmenter directement la composante radiale du champ électrique, permet alors d'accroître significativement les composantes azimutales des forces optiques. Ces résultats obtenus avec notre modèle analytique expliquent qualitativement que les modes guidés en jeux dans les structures plasmoniques sont clairement en faveur de la magnétisation des structures et que la structure coaxiale induit une magnétisation supérieure.

En conclusion, cette étude modale nous a permis de montrer mathématiquement qu'il y a génération d'un mode guidé vortex lors d'une excitation par un faisceau polarisé circulairement dans un nanoguide à symétrie circulaire. Nous avons pu en déduire les fréquences de coupure des modes pour différents diamètres de structure et observer que la composante azimutale du vecteur de Poynting était maximale à la fréquence de coupure pour tous les modes étudiés. Enfin, nous avons analysé en détail les mécanismes optiques à l'origine de la magnétisation qui expliquent les résultats observés dans les simulations *FDTD* montrant la supériorité des ouvertures coaxiales par rapport aux ouvertures circulaires pour opto-magnétiser une nano-ouverture métallique.

Au moment de la rédaction de cette thèse, nous avons ici déterminé la valeur des champs dans les guides ainsi que les vecteurs de Poynting associés. Une étude quantitative complète est prévue pour déterminer les densités de courant dans les structures générées par les forces \mathbf{f}_{mag} et \mathbf{f}_{quad} . Une fois cette détermination faite, nous pourrions en déduire la magnétisation (par unité de longueur) des différentes structures afin de confirmer quantitativement nos prévisions et les comparer aux résultats obtenus par simulations *FDTD*. Nous avons également prévu d'étudier la structure complémentaire du guide coaxial, à savoir la structure air-métal-air.

CONCLUSION

Dans le cas de la génération optique de magnétisation par focalisation, nous avons montré que le couplage spin-orbite intrinsèque au processus de focalisation permet de générer des boucles de courant dans une couche métallique. Une épaisseur optimale de métal a été déterminée ($\approx 13 \text{ nm}$ pour le cuivre) ainsi qu'une première estimation quantitative du champ magnétique statique généré de $2.1 \mu T/W$ pour une ouverture numérique $ON = 0.9$ et $\lambda = 653 \text{ nm}$. Les résultats montrent également que si l'on utilise un faisceau initialement polarisé azimutalement avec un moment orbital égal à 1 (vortex azimutal [Helseth, 2004]), alors l'aimantation peut être multipliée par un facteur 4. Pour la suite, nous allons augmenter le confinement en modélisant des faisceaux focalisés par des systèmes à immersion et également changer de métal afin d'étudier si des effets plasmoniques peuvent exalter le phénomène. Si les plasmons jouent un rôle important, nous modéliserons également les faisceaux transmis par un axicon afin de maximiser les effets plasmoniques.

Dans le cas des nanostructures, les premiers résultats ont permis de montrer que les ouvertures coaxiales permettent de générer un champ magnétique statique plus intense que les ouvertures circulaires étudiées par Smolyaninov et al. Nous avons alors mis en œuvre un modèle analytique permettant l'étude modale de telles structures afin d'optimiser l'opto-magnétisation. Les premiers résultats ont permis de montrer que l'augmenta-

tion de la composante radiale du champ permettait d'accroître les composantes azimutales des forces rectifiées magnétique et quadropolaire.

Les deux méthodes proposées, focalisation et nano-structures, proviennent de différents types de couplage spin-orbite. Dans le cas de la focalisation, c'est le couplage spin-orbite intrinsèque au processus de focalisation qui permet la magnétisation du métal alors que dans le cas des nanostructures, le couplage spin-orbite est dû à l'interaction avec la structure.

Les résultats actuels montrent que la focalisation produit des magnétisations dans le métal plus importante que celles obtenues avec les ouvertures car ces dernières interagissent avec une toute petite partie du faisceau incident.

Si les magnétisations obtenues sont au final assez faibles (ce qui limite les champs d'applications possibles), nous avons démontré la possibilité de transférer le moment orbital de la lumière (généralisé par couplage spin-orbite) aux électrons libres d'un métal.

CONCLUSION GÉNÉRALE ET PERSPECTIVES

Cette thèse a pour objectif d'étudier et démontrer le phénomène nouveau de couplage spin-orbite dans des nanostructures métalliques (plasmoniques ou non) afin d'apporter de nouvelles fonctionnalités optiques à l'échelle nanométrique. Nous avons montré la possibilité de conversion du moment de spin d'un faisceau incident (1) en moment orbital intrinsèque au cœur d'une nanostructuration métallique, et (2) en moment orbital extrinsèque au cœur de guides plasmoniques courbés. Dans le premier cas, nous avons prédit la génération d'opto-aimants nanométriques par transfert de moment de spin photonique en moment orbital des électrons libres du métal, résultant en une nano-boucle de courant photo-induite et donc d'une magnétisation locale de matériaux non magnétiques. Dans le deuxième cas, nous avons démontré la possibilité d'exciter de manière unidirectionnelle des modes optiques nanométriques dans des guides d'ondes plasmoniques ultracompacts. Ces deux cas de figures ont été traités dans les deux derniers chapitres de cette thèse, précédés par un chapitre introductif du phénomène de couplage spin-orbite et de la notion de phase optique géométrique.

Lorsque le faisceau incident est couplé à un mode plasmonique se propageant dans la même direction que le faisceau incident (voir chapitre 3), le mode plasmonique confiné acquiert un moment orbital intrinsèque qui se traduit par un front d'onde hélicoïdal dans la structure métallique et une composante azimutale du vecteur de Poynting. Nous avons montré que cette composante azimutale du vecteur de Poynting est directement lié à une force électromotrice (la force dite magnétique f_{mag}) agissant sur les électrons libres présents dans la nanostructure métallique et créant une boucle de courant continu très localisée. Sur la base d'un modèle hydrodynamique du gaz d'électrons libres métallique, nous avons identifié les processus non linéaires (rectification optique) et les différentes forces optiques en jeu dans la génération d'une magnétisation photo-induite de la matière non magnétique par couplage spin-orbite optique. Cela nous a permis de modéliser précisément les phénomènes physiques et d'aboutir à une description quantitative de la magnétisation photo-induite au cœur de nano-antennes métalliques. Nous avons par exemple conclu de ces études que les nano-antennes coaxiales permettent d'obtenir une aimantation photo-induite 21 fois supérieure à celle d'une ouverture circulaire conventionnelle dans une couche métallique fine. Une telle augmentation du champ magnétique statique est ici due à l'excitation d'un mode plasmonique guidé dans la nano-antenne coaxiale. La nanostructuration métallique a donc une double influence sur le gaz d'électrons libres du métal : elle crée et contrôle une oscillation résonante des électrons libres aux fréquences optiques et dans le même temps produit par couplage spin-orbite une force électromotrice continue sur ces mêmes électrons libres.

Préalablement à l'investigation de l'opto-magnétisation au sein de nano-antennes, nous avons étudié le transfert de moment orbital de la lumière aux électrons libres d'une couche fine de cuivre illuminée par un faisceau focalisé de type vortex polarisé circu-

lairement. Dans cette configuration préliminaire, le couplage spin-orbite est induit exclusivement par le processus de focalisation (d'un faisceau polarisé circulairement). Nous avons étudié le transfert de moment orbital photonique (dû à la fois à la nature vortex du faisceau incident et à l'interaction spin-orbite au sein du foyer de focalisation) au moment orbital électronique dans le métal. La structure des forces optiques mises en jeu est également contrôlable par l'état de polarisation du faisceau incident. Les résultats montrent qu'un faisceau initial contenant à la fois un moment de spin et un moment orbital égal à \hbar (faisceau polarisé circulairement et vortex d'ordre un, respectivement) permet d'atteindre une opto-magnétisation maximale. Toute combinaison de moment angulaire de spin et de moment angulaire orbital supérieur à \hbar est moins efficace pour générer un opto-aimant par focalisation. Le couplage spin-orbite permet donc soit de générer une opto-magnétisation soit de la renforcer dans le cas d'une illumination par faisceau lumineux de type vortex. Nous avons également étudié le cas d'un faisceau ne contenant initialement pas de spin mais ayant un état de polarisation azimutal. Nous avons trouvé une opto-magnétisation encore plus forte que dans le cas précédent. Dans cette situation, nous avons prédit un champ magnétique statique de $2,1 \mu T/W$ avec un objectif d'ouverture numérique $ON = 0.9$. Cette étude sera poursuivie dans les semaines à venir pour déterminer l'influence de l'ouverture numérique de l'objectif de focalisation sur l'opto-magnétisation. Une ouverture numérique plus grande devrait en effet réduire la dimension de la boucle de courant photo-induit et augmenter l'interaction spin-orbite au foyer de focalisation, deux évolutions très propices à l'augmentation du champ magnétique statique.

La magnétisation induite et contrôlée par la lumière ouvre de nouvelles perspectives scientifiques et techniques. Tout d'abord, la vitesse de modulation du champ magnétique peut s'affranchir des limites liées au temps de réponse des milieux ferromagnétiques, pour atteindre les fréquences optiques. Le sens de l'aimantation est également contrôlable par le moment de spin du champ optique incident, c'est-à-dire par le sens de la polarisation circulaire incidente. L'aimantation est donc également accordable et modulable très rapidement. Ces nouvelles propriétés et performances dans le domaine du magnétisme trouvent des applications dans un vaste panel de domaines applicatifs incluant la génération, l'étude et le contrôle d'ondes de spin, le stress de cellules par voie opto-magnétique et l'ingénierie de nouvelles fonctions et dispositifs à l'échelle nanométrique (nano-actionneurs, nano-interrupteurs, etc).

Nous avons également exploré dans le chapitre 2 le cas du couplage spin-orbite entre un faisceau incident et un mode guidé plasmonique se propageant perpendiculairement à la direction du faisceau incident. Nous avons prédit et démontré l'excitation unidirectionnelle du mode guidé ultra confiné par un nouveau type de couplage spin-orbite mettant en jeu le moment de spin du faisceau incident et le moment orbital extrinsèque du mode nanométrique au niveau de la courbure du guide plasmonique. Dans le cas d'un éclairage homogène de la courbure du guide plasmonique, l'unidirectionnalité du processus d'excitation modale plasmonique est maximale lorsque le moment de spin du faisceau incident et le moment orbital extrinsèque du mode plasmonique guidé sont égaux. Cette égalité n'est accessible que dans le domaine de la nano-photonique car il faut pour cela disposer de guides d'ondes dont le rayon de courbure est de l'ordre de la longueur d'onde de la lumière incidente. Le nouveau type de couplage spin-orbite mis à jour dans le cadre de cette thèse est donc propre à la circuiterie plasmonique.

L'excitation modale unidirectionnelle a déjà été rapportée dans des nanofibres diélectriques (modes guidés) et sur des surfaces métalliques (plasmons délocalisés), sur la

base d'un couplage de type "spin-spin" entre le moment de spin longitudinal du faisceau incident et le moment de spin transverse du mode localisé. Un tel couplage nécessite d'être assuré par un diffuseur nanométrique placé au contact du guide, ce qui représente des étapes technologiques importantes et une incompatibilité technologique avec les modes guidés nanométriques considérés dans le cadre de cette thèse. Notre approche d'excitation plasmonique basée sur un couplage *spin-orbite extrinsèque* permet de nous affranchir de l'excitation plasmonique unidirectionnelle par nano-diffuseur et ainsi d'atteindre l'unidirectionnalité optique dans des structures symétriques encore plus miniaturisées. La directionalité obtenue expérimentalement, de l'ordre de 95% (fraction de la puissance lumineuse couplée au guide se propageant dans une seule des deux directions possibles), est en parfait accord avec nos prédictions théoriques et équivalentes aux études déjà rapportées basées sur le couplage spin-spin.

Le fait de tirer parti du couplage entre le moment de spin et le moment orbital extrinsèque a permis le lancement unidirectionnel de modes optiques nanométriques dans des guides plasmoniques dits "à gap" (entrefer de 50 nm dans le cas étudié). Cette avancée permet des applications jusqu'alors inaccessibles, par exemple l'adressage sélectif de nano-antennes identiques. Nous avons démontré pour la première fois, à l'aide de notre principe d'excitation unidirectionnelle, qu'il est possible d'exciter sélectivement, avec un faisceau unique, deux nano-antennes identiques, de même dimension et de même orientation. La démonstration a été réalisée avec deux nano-antennes coaxiales positionnées aux deux extrémités d'un guide plasmonique à gap courbé. L'excitation des nano-antennes est donc réalisée en champ proche.

Nos démonstrations expérimentales sont en très bon accord avec nos prédictions numériques réalisées par FDTD. Nous avons cependant complété cette étude par le développement d'un modèle analytique permettant de comprendre le mécanisme de l'excitation modale unidirectionnelle dans le cas réel d'une illumination du guide plasmonique par un faisceau gaussien. Le modèle analytique que nous avons développé, basé sur la génération d'une phase géométrique dans la courbure du guide, fournit une explication claire à tout le processus d'excitation unidirectionnelle et des réponses simples à toutes les observations et les interrogations survenues lors des études numériques et expérimentales (dépendance du phénomène d'unidirectionnalité à la taille et la position du foyer par rapport à la courbure du guide, dépendance spectrale de l'unidirectionnalité, etc).

Les perspectives de ces travaux sont multiples. L'ajout d'une nouvelle fonctionnalité plasmonique permet en effet d'entrevoir de nouvelles applications et de nouveaux dispositifs hautement miniaturisés.

Outre toutes les applications que l'on peut imaginer par la possibilité d'adresser sélectivement deux nano-antennes, la structure proposée apparaît également comme un démultiplexeur optique ultracompact à l'échelle nanométrique qui permet de séparer deux signaux optiques d'un même faisceau si les deux signaux sont polarisés circulairement dans des sens opposés (gauche ou droite). L'obtention d'un multiplexeur est également possible en utilisant notre structure de manière réciproque. Dans cette utilisation réciproque, deux faisceaux distincts et indépendants polarisés linéairement excitent les deux nano-antennes séparément. La partie émissive combinant les deux informations issues des deux faisceaux devient la partie courbée du guide ayant servi au couplage modal dans l'utilisation directe de la structure (Fig. 3.18). L'excitation de la nano-antenne de droite (respectivement de gauche) va induire un mode plasmonique guidé dont les pertes radiatives au niveau de la courbure seront polarisées circulairement à droite (respective-

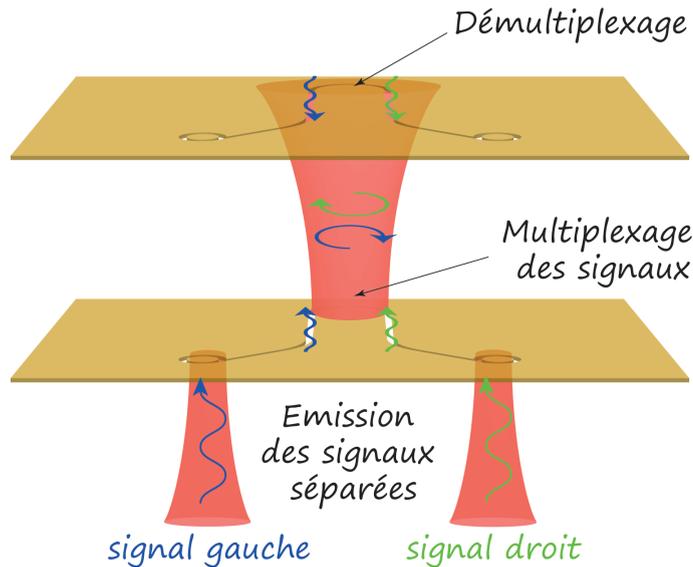


FIGURE 3.18 – Application du mécanisme d'unidirectionnalité par couplage *spin-orbite extrinsèque* au multiplexage et au démultiplexage de deux signaux.

ment à gauche). La combinaison de deux structures plasmoniques utilisées en mode direct et réciproque, respectivement, permet d'envisager des plateformes optiques de démultiplexage/multiplexage ultra compactes.

En exploitant le principe du fonctionnement réciproque de cette structure, il serait également possible de sonder (par technique de microscopie à balayage de type SNOM), au même instant, deux points différents d'un échantillon unique avec une résolution sub-longueur d'onde. En effet, chaque nano-antenne sonderait le champ optique dans sa proximité et les deux signaux optiques captés en deux points différents seraient alors émis dans la courbure de la structure au même instant dans deux états de polarisation circulaire différents. Les deux nano-antennes pouvant être placées où l'on veut sur la couche métallique, la distance entre les deux points que l'on souhaite sonder est alors adaptable.

De manière plus générale, nous sommes persuadés que le couplage spin-orbite, sous une forme ou sous une autre, forme existante ou à découvrir, va ouvrir de nouveaux degrés de liberté sans précédent dans la manipulation lumineuse à l'échelle nanométrique, et ainsi permettre l'accès à de nouvelles fonctionnalités, performances et perspectives propices à l'expansion toujours croissante de la nanophotonique et de la plasmonique.

BIBLIOGRAPHIE

- [Allen et al., 1992] Allen, L., Beijersbergen, M. W., Spreeuw, R., et Woerdman, J. (1992). **Orbital angular momentum of light and the transformation of laguerre-gaussian laser modes.** *Physical Review A*, 45(11) :8185.
- [Andrews et al., 2012] Andrews, D. L., et Babiker, M. (2012). **The angular momentum of light.** Cambridge University Press.
- [Azzam et al., 1987] Azzam, R. M., et Bashara, N. M. (1987). **Ellipsometry and polarized light.** North-Holland. sole distributors for the USA and Canada, Elsevier Science Publishing Co., Inc.
- [Baermann, 1882] Baermann, J. (1882). **Abhandlung über das licht von ibn al-haitam.** *Zeitschrift der Deutschen Morgenländischen Gesellschaft*, 36(2) :195–237.
- [Baida et al., 2006] Baida, F. I., Belkhir, A., Van Labeke, D., et Lamrous, O. (2006). **Sub-wavelength metallic coaxial waveguides in the optical range : Role of the plasmonic modes.** *Physical Review B*, 74(20) :205419.
- [Balanis, 2016] Balanis, C. A. (2016). **Antenna theory : analysis and design.** John Wiley & Sons.
- [Barnes et al., 2003] Barnes, W. L., Dereux, A., et Ebbesen, T. W. (2003). **Surface plasmon subwavelength optics.** *Nature*, 424(6950) :824–830.
- [Barnett et al., 1994] Barnett, S. M., et Allen, L. (1994). **Orbital angular momentum and nonparaxial light beams.** *Optics communications*, 110(5) :670–678.
- [Bazhenov et al., 1990] Bazhenov, V. Y., Vasnetsov, M., et Soskin, M. (1990). **Laser beams with screw dislocations in their wavefronts.** *Jetp Lett*, 52(8) :429–431.
- [Beijersbergen et al., 1994] Beijersbergen, M., Coerwinkel, R., Kristensen, M., et Woerdman, J. (1994). **Helical-wavefront laser beams produced with a spiral phaseplate.** *Optics Communications*, 112(5) :321–327.
- [Berry, 1984] Berry, M. V. (1984). **Quantal phase factors accompanying adiabatic changes.** Dans *Proceedings of the Royal Society of London A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, volume 392, pages 45–57. The Royal Society.
- [Beth, 1936] Beth, R. A. (1936). **Mechanical detection and measurement of the angular momentum of light.** *Physical Review*, 50(2) :115.
- [Biagioni et al., 2012] Biagioni, P., Huang, J.-S., et Hecht, B. (2012). **Nanoantennas for visible and infrared radiation.** *Reports on Progress in Physics*, 75(2) :024402.
- [Bliokh et al., 2015a] Bliokh, K., Rodríguez-Fortuño, F., Nori, F., et Zayats, A. (2015a). **Spin-orbit interactions of light.** *Nature Photonics*, 9(12) :796–808.
- [Bliokh, 2009] Bliokh, K. Y. (2009). **Geometrodynamics of polarized light : Berry phase and spin hall effect in a gradient-index medium.** *Journal of Optics A : Pure and Applied Optics*, 11(9) :094009.

- [Bliokh et al., 2013] Bliokh, K. Y., et Aiello, A. (2013). **Goos–hänchen and imbert–fedorov beam shifts : an overview**. *Journal of Optics*, 15(1) :014001.
- [Bliokh et al., 2014] Bliokh, K. Y., Bekshaev, A. Y., et Nori, F. (2014). **Extraordinary momentum and spin in evanescent waves**. *Nature communications*, 5.
- [Bliokh et al., 2006] Bliokh, K. Y., et Bliokh, Y. P. (2006). **Conservation of angular momentum, transverse shift, and spin hall effect in reflection and refraction of an electromagnetic wave packet**. *Physical review letters*, 96(7) :073903.
- [Bliokh et al., 2008a] Bliokh, K. Y., Gorodetski, Y., Kleiner, V., et Hasman, E. (2008a). **Coriolis effect in optics : unified geometric phase and spin-Hall effect**. *Physical review letters*, 101(3) :030404.
- [Bliokh et al., 2008b] Bliokh, K. Y., Niv, A., Kleiner, V., et Hasman, E. (2008b). **Geometrodynamics of spinning light**. *Nature Photonics*, 2(12) :748–753.
- [Bliokh et al., 2015b] Bliokh, K. Y., et Nori, F. (2015b). **Transverse and longitudinal angular momenta of light**. *Physics Reports*, 592 :1–38.
- [Bomzon et al., 2002] Bomzon, Z., Biener, G., Kleiner, V., et Hasman, E. (2002). **Space-variant pancharatnam–berry phase optical elements with computer-generated subwavelength gratings**. *Optics letters*, 27(13) :1141–1143.
- [Born et al., 2000] Born, M., et Wolf, E. (2000). **Principles of optics : electromagnetic theory of propagation, interference and diffraction of light**. CUP Archive.
- [Bozhevolnyi et al., 2006] Bozhevolnyi, S. I., Volkov, V. S., Devaux, E., Laluet, J.-Y., et Ebbesen, T. W. (2006). **Channel plasmon subwavelength waveguide components including interferometers and ring resonators**. *Nature*, 440(7083) :508–511.
- [Brasselet et al., 2013] Brasselet, E., Gervinskas, G., Seniutinas, G., et Juodkazis, S. (2013). **Topological shaping of light by closed-path nanoslits**. *Physical review letters*, 111(19) :193901.
- [Chambat, 2015] Chambat, F. (2015). **Mécanique globale de la terre**. ENS Lyon.
- [Charbonneau et al., 2000] Charbonneau, R., Berini, P., Berolo, E., et Lisicka-Shrzek, E. (2000). **Experimental observation of plasmon polariton waves supported by a thin metal film of finite width**. *Optics letters*, 25(11) :844–846.
- [Chimento et al., 2012] Chimento, P. F., Alkemade, P. F., Gert, W., et Eliel, E. R. (2012). **Optical angular momentum conversion in a nanoslit**. *Optics letters*, 37(23) :4946–4948.
- [Chimento et al., 2011] Chimento, P. F., Kuzmin, N. V., Bosman, J., Alkemade, P. F., Gert, W., et Eliel, E. R. (2011). **A subwavelength slit as a quarter-wave retarder**. *Optics express*, 19(24) :24219–24227.
- [Courant et al., 1928] Courant, R., Friedrichs, K., et Lewy, H. (1928). **Über die partiellen differenzgleichungen der mathematischen physik**. *Mathematische annalen*, 100(1) :32–74.
- [Courtial et al., 1998] Courtial, J., Dholakia, K., Robertson, D., Allen, L., et Padgett, M. (1998). **Measurement of the rotational frequency shift imparted to a rotating light beam possessing orbital angular momentum**. *Physical review letters*, 80(15) :3217.
- [de Fornel, 2001] de Fornel, F. (2001). **Evanescent waves : from Newtonian optics to atomic optics**, volume 73. Springer Science & Business Media.

- [Dickson et al., 2000] Dickson, R. M., , et Lyon, L. A. (2000). **Unidirectional plasmon propagation in metallic nanowires**. *The Journal of Physical Chemistry B*, 104(26) :6095–6098.
- [Ditlbacher et al., 2005] Ditlbacher, H., Hohenau, A., Wagner, D., Kreibig, U., Rogers, M., Hofer, F., Aussenegg, F. R., et Krenn, J. R. (2005). **Silver nanowires as surface plasmon resonators**. *Physical review letters*, 95(25) :257403.
- [Drude, 1900] Drude, P. (1900). **Zur elektronentheorie der metalle**. *Annalen der Physik*, 306(3) :566–613.
- [Ebbesen et al., 2008] Ebbesen, T. W., Genet, C., et Bozhevolnyi, S. I. (2008). **Surface-plasmon circuitry**. *Physics Today*, 61(5) :44.
- [Ebbesen et al., 1998] Ebbesen, T. W., Lezec, H. J., Ghaemi, H., Thio, T., et Wolff, P. (1998). **Extraordinary optical transmission through sub-wavelength hole arrays**. *Nature*, 391(6668) :667–669.
- [Fedorov, 1955] Fedorov, F. I. (1955). **K teorii polnogo otrazheniya**. *Doklady Akademii Nauk SSSR*, 105(3) :465–468.
- [Feynman et al., 2013] Feynman, R., Leighton, R., et Sands, M. (2013). **Le cours de physique de Feynman**. Dunod.
- [Friese et al., 1996] Friese, M., Enger, J., Rubinsztein-Dunlop, H., et Heckenberg, N. R. (1996). **Optical angular-momentum transfer to trapped absorbing particles**. *Physical Review A*, 54(2) :1593.
- [Froehly et al., 2011] Froehly, L., Courvoisier, F., Mathis, A., Jacquot, M., Furfaro, L., Giust, R., Lacourt, P., et Dudley, J. (2011). **Arbitrary accelerating micron-scale caustic beams in two and three dimensions**. *Optics express*, 19(17) :16455–16465.
- [FullWave,] FullWave, T. **Rsoft design group inc**. URL : www.rsoftdesign.com, 22.
- [Giannini et al., 2011] Giannini, V., Fernández-Domínguez, A. I., Heck, S. C., et Maier, S. A. (2011). **Plasmonic nanoantennas : fundamentals and their use in controlling the radiative properties of nanoemitters**. *Chemical reviews*, 111(6) :3888–3912.
- [Gorodetski et al., 2013] Gorodetski, Y., Drezet, A., Genet, C., et Ebbesen, T. W. (2013). **Generating far-field orbital angular momenta from near-field optical chirality**. *Physical review letters*, 110(20) :203906.
- [Gorodetski et al., 2009] Gorodetski, Y., Shitrit, N., Bretner, I., Kleiner, V., et Hasman, E. (2009). **Observation of optical spin symmetry breaking in nanoapertures**. *Nano letters*, 9(8) :3016–3019.
- [Gramotnev et al., 2004] Gramotnev, D. K., et Pile, D. F. (2004). **Single-mode subwavelength waveguide with channel plasmon-polaritons in triangular grooves on a metal surface**. *Applied Physics Letters*, 85(26) :6323–6325.
- [Griffiths et al., 1999] Griffiths, D. J., et College, R. (1999). **Introduction to electrodynamics**, volume 3. prentice Hall Upper Saddle River, NJ.
- [Grosjean et al., 2011] Grosjean, T., Mivelle, M., Baida, F., Burr, G., et Fischer, U. (2011). **Diabolo nanoantenna for enhancing and confining the magnetic optical field**. *Nano letters*, 11(3) :1009–1013.
- [Guyon et al., 2001] Guyon, E., Hulin, J.-P., Petit, L., et de Gennes, P. G. (2001). **Hydrodynamique physique**. EDP sciences Les Ulis.
- [Hall, 1879] Hall, E. H. (1879). **On a new action of the magnet on electric currents**. *American Journal of Mathematics*, 2(3) :287–292.

- [Hasman et al., 2003] Hasman, E., Kleiner, V., Biener, G., et Niv, A. (2003). **Polarization dependent focusing lens by use of quantized pancharatnam–berry phase diffractive optics**. *Applied physics letters*, 82(3) :328–330.
- [He et al., 1995] He, H., Friese, M., Heckenberg, N., et Rubinsztein-Dunlop, H. (1995). **Direct observation of transfer of angular momentum to absorptive particles from a laser beam with a phase singularity**. *Physical Review Letters*, 75(5) :826.
- [Helseth, 2004] Helseth, L. (2004). **Optical vortices in focal regions**. *Optics communications*, 229(1) :85–91.
- [Helseth, 2001] Helseth, L. E. (2001). **Roles of polarization, phase and amplitude in solid immersion lens systems**. *Optics communications*, 191(3) :161–172.
- [Holmgaard et al., 2009] Holmgaard, T., Chen, Z., Bozhevolnyi, S. I., Markey, L., et Dereux, A. (2009). **Dielectric-loaded plasmonic waveguide-ring resonators**. *Optics express*, 17(4) :2968–2975.
- [Hosten et al., 2008] Hosten, O., et Kwiat, P. (2008). **Observation of the spin hall effect of light via weak measurements**. *Science*, 319(5864) :787–790.
- [Huang et al., 2009] Huang, J.-S., Feichtner, T., Biagioni, P., et Hecht, B. (2009). **Impedance matching and emission properties of nanoantennas in an optical nanocircuit**. *Nano letters*, 9(5) :1897–1902.
- [Humblet, 1943] Humblet, J. (1943). **Sur le moment d’impulsion d’une onde électromagnétique**. *Physica*, 10(7) :585–603.
- [Ibrahim et al., 2010] Ibrahim, I. A., Mivelle, M., Grosjean, T., Allegre, J.-T., Burr, G., et Baida, F. (2010). **Bowtie-shaped nanoaperture : a modal study**. *Optics letters*, 35(14) :2448–2450.
- [Imbert, 1972] Imbert, C. (1972). **Calculation and experimental proof of the transverse shift induced by total internal reflection of a circularly polarized light beam**. *Physical Review D*, 5(4) :787.
- [Jackson, 1999] Jackson, J. D. (1999). **Classical electrodynamics**. Wiley.
- [Johnson et al., 1972] Johnson, P. B., et Christy, R.-W. (1972). **Optical constants of the noble metals**. *Physical review B*, 6(12) :4370.
- [JOINDOT et al., 1999] JOINDOT, M., et JOINDOT, I. (1999). **Fibres optiques pour télécommunications**. *Les Techniques de l’Ingénieur, Dossier E*, 7(110) :05.
- [Jones et al., 1954] Jones, R., et Richards, J. (1954). **The polarization of light by narrow slits**. Dans *Proceedings of the Royal Society of London A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, volume 225, pages 122–135. The Royal Society.
- [Jones, 1941] Jones, R. C. (1941). **A new calculus for the treatment of optical systems. description and discussion of the calculus**. *JOSA*, 31(7) :488–493.
- [JY., 2004] JY., O. (2004). **Introduction à la théorie quantique des champs**.
- [Kapitanova et al., 2014] Kapitanova, P. V., Ginzburg, P., Rodriguez-Fortuno, F. J., Filonov, D. S., Voroshilov, P. M., Belov, P. A., Poddubny, A. N., Kivshar, Y. S., Wurtz, G. A., et Zayats, A. V. (2014). **Photonic spin Hall effect in hyperbolic metamaterials for polarization-controlled routing of subwavelength modes**. *Nature communications*, 5.
- [Kaye et al., 1921] Kaye, G. W. C., et Laby, T. H. (1921). **Tables of physical and chemical constants : and some mathematical functions**. Longmans, Green and Company.

- [Kravtsov et al., 1990] Kravtsov, Y. A., et Orlov, Y. I. (1990). **Geometrical optics of inhomogeneous media**. *Geometrical Optics of Inhomogeneous Media* by Yu. A. Kravtsov, Yu. I. Orlov Berlin, GR : Springer-Verlag, 1990, 1.
- [Landau et al., 1966] Landau, L., et Lifchitz, E. (1966). **Mécanique**.
- [Lavery et al., 2013] Lavery, M. P., Speirits, F. C., Barnett, S. M., et Padgett, M. J. (2013). **Detection of a spinning object using light's orbital angular momentum**. *Science*, 341(6145) :537–540.
- [Le Feber et al., 2015] Le Feber, B., Rotenberg, N., et Kuipers, L. (2015). **Nanophotonic control of circular dipole emission**. *Nature communications*, 6.
- [Leach et al., 2002] Leach, J., Padgett, M. J., Barnett, S. M., Franke-Arnold, S., et Courtial, J. (2002). **Measuring the orbital angular momentum of a single photon**. *Physical review letters*, 88(25) :257901.
- [Lide, 2004] Lide, D. R. (2004). **CRC handbook of chemistry and physics**, volume 85. CRC press.
- [Lin et al., 2013] Lin, J., Mueller, J. B., Wang, Q., Yuan, G., Antoniou, N., Yuan, X.-C., et Capasso, F. (2013). **Polarization-controlled tunable directional coupling of surface plasmon polaritons**. *Science*, 340(6130) :331–334.
- [Lipson, 1990] Lipson, S. G. (1990). **Berry's phase in optical interferometry : a simple derivation**. *Optics letters*, 15(3) :154–155.
- [Liu et al., 2005] Liu, L., Han, Z., et He, S. (2005). **Novel surface plasmon waveguide for high integration**. *Optics Express*, 13(17) :6645–6650.
- [Marcuse, 2013] Marcuse, D. (2013). **Theory of dielectric optical waveguides**. Elsevier.
- [Marrucci et al., 2006] Marrucci, L., Manzo, C., et Paparo, D. (2006). **Optical spin-to-orbital angular momentum conversion in inhomogeneous anisotropic media**. *Physical review letters*, 96(16) :163905.
- [Mitsch et al., 2014] Mitsch, R., Sayrin, C., Albrecht, B., Schneeweiss, P., et Rauschenbeutel, A. (2014). **Quantum state-controlled directional spontaneous emission of photons into a nanophotonic waveguide**. *Nature communications*, 5.
- [Moreau et al., 2012] Moreau, A., Ciraci, C., Mock, J. J., Hill, R. T., Wang, Q., Wiley, B. J., Chilkoti, A., et Smith, D. R. (2012). **Controlled-reflectance surfaces with film-coupled colloidal nanoantennas**. *Nature*, 492(7427) :86–89.
- [Moreau et al., 2003] Moreau, A., Granet, G., Baida, F., et Van Labeke, D. (2003). **Light transmission by subwavelength square coaxial aperture arrays in metallic films**. *Optics express*, 11(10) :1131–1136.
- [Moreno et al., 2008] Moreno, E., Rodrigo, S. G., Bozhevolnyi, S. I., Martin-Moreno, L., et Garcia-Vidal, F. (2008). **Guiding and focusing of electromagnetic fields with wedge plasmon polaritons**. *Physical review letters*, 100(2) :023901.
- [Mueller et al., 2014] Mueller, J. B., Leosson, K., et Capasso, F. (2014). **Polarization-Selective Coupling to Long-Range Surface Plasmon Polariton Waveguides**. *Nano letters*, 14(10) :5524–5527.
- [N. W. Ashcroft, 1976] N. W. Ashcroft, N. D. M. (1976). **Solid State Physics**. Philadelphia : Saunders College Publishing.
- [Neugebauer et al., 2015] Neugebauer, M., Bauer, T., Aiello, A., et Banzer, P. (2015). **Measuring the transverse spin density of light**. *Physical review letters*, 114(6) :063901.

- [Newton et al., 1759] Newton, I., et Châtelet, D. (1759). **Principes mathématiques de la philosophie naturelle**. Chez Desaint & Saillant.
- [Nicolas et al., 2014] Nicolas, A., Veissier, L., Giner, L., Giacobino, E., Maxein, D., et Laurat, J. (2014). **A quantum memory for orbital angular momentum photonic qubits**. *Nature Photonics*, 8(3) :234–238.
- [Nieminen, 2008] Nieminen, T.A., S. A. H. N. R.-D. H. (2008). **Angular momentum of a strongly focused gaussian beam**. *Journal of Optics A*, 10(11) :115005.
- [Noether, 1918] Noether, E. (1918). **Invariante variationsprobleme**. *Nachrichten von der Gesellschaft der Wissenschaften zu Göttingen, mathematisch-physikalische Klasse*, 1918 :235–257.
- [Novotny et al., 1994] Novotny, L., et Hafner, C. (1994). **Light propagation in a cylindrical waveguide with a complex, metallic, dielectric function**. *Physical review E*, 50(5) :4094.
- [Novotny et al., 2012] Novotny, L., et Hecht, B. (2012). **Principles of nano-optics**. Cambridge university press.
- [Novotny et al., 2011] Novotny, L., et Van Hulst, N. (2011). **Antennas for light**. *Nature Photonics*, 5(2) :83–90.
- [O’neil et al., 2002] O’neil, A., MacVicar, I., Allen, L., et Padgett, M. (2002). **Intrinsic and extrinsic nature of the orbital angular momentum of a light beam**. *Physical review letters*, 88(5) :053601.
- [Palik, 1998] Palik, E. D. (1998). **Handbook of optical constants of solids**, volume 3. Academic press.
- [Pancharatnam, 1956] Pancharatnam, S. (1956). **Generalized theory of interference, and its applications. part i. coherent pencils**. Dans *Proceedings of the Indian Academy of Sciences, Section A*, volume 44, pages 247–262. Indian Academy of Sciences.
- [Petersen et al., 2014] Petersen, J., Volz, J., et Rauschenbeutel, A. (2014). **Chiral nanophotonic waveguide interface based on spin-orbit interaction of light**. *Science*, 346(6205) :67–71.
- [Pile et al., 2005a] Pile, D. F., et Gramotnev, D. K. (2005a). **Plasmonic subwavelength waveguides : next to zero losses at sharp bends**. *Optics letters*, 30(10) :1186–1188.
- [Pile et al., 2005b] Pile, D. F., Ogawa, T., Gramotnev, D. K., Matsuzaki, Y., Vernon, K. C., Yamaguchi, K., Okamoto, T., Haraguchi, M., et Fukui, M. (2005b). **Two-dimensionally localized modes of a nanoscale gap plasmon waveguide**. *Applied Physics Letters*, 87(26) :261114.
- [Poincaré, 1892] Poincaré, H. (1892). **Théorie mathématique de la lumiere**. Gauthier Villars.
- [Raether, 1988] Raether, H. (1988). **Surface plasmons on smooth surfaces**. Springer.
- [Richards et al., 1959] Richards, B., et Wolf, E. (1959). **Electromagnetic diffraction in optical systems. ii. structure of the image field in an aplanatic system**. Dans *Proceedings of the Royal Society of London A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, volume 253, pages 358–379. The Royal Society.
- [Rodriguez-Fortuno et al., 2014a] Rodriguez-Fortuno, F. J., Barber-Sanz, I., Puerto, D., Griol, A., et Martinez, A. (2014a). **Resolving light handedness with an on-chip silicon microdisk**. *ACS Photonics*, 1(9) :762–767.

- [Rodriguez-Fortuno et al., 2013] Rodriguez-Fortuno, F. J., Marino, G., Ginzburg, P., O'Connor, D., Martinez, A., Wurtz, G. A., et Zayats, A. V. (2013). **Near-field interference for the unidirectional excitation of electromagnetic guided modes.** *Science*, 340(6130) :328–330.
- [Rodriguez-Fortuno et al., 2014b] Rodriguez-Fortuno, F. J., Puerto, D., Griol, A., Bellieres, L., Marti, J., et Martinez, A. (2014b). **Sorting linearly polarized photons with a single scatterer.** *Optics letters*, 39(6) :1394–1397.
- [Saleh et al., 2012] Saleh, A. A., et Dionne, J. A. (2012). **Toward efficient optical trapping of sub-10-nm particles with coaxial plasmonic apertures.** *Nano letters*, 12(11) :5581–5586.
- [Scalora et al., 2010] Scalora, M., Vincenti, M., De Ceglia, D., Roppo, V., Centini, M., Akozbek, N., et Bloemer, M. (2010). **Second-and third-harmonic generation in metal-based structures.** *Physical Review A*, 82(4) :043828.
- [Shitrit et al., 2011] Shitrit, N., Bretner, I., Gorodetski, Y., Kleiner, V., et Hasman, E. (2011). **Optical spin hall effects in plasmonic chains.** *Nano letters*, 11(5) :2038–2042.
- [Simpson et al., 1997] Simpson, N., Dholakia, K., Allen, L., et Padgett, M. (1997). **Mechanical equivalence of spin and orbital angular momentum of light : an optical spanner.** *Optics letters*, 22(1) :52–54.
- [Smolyaninov et al., 2005] Smolyaninov, I. I., Davis, C. C., Smolyaninova, V. N., Schaefer, D., Elliott, J., et Zayats, A. V. (2005). **Plasmon-induced magnetization of metallic nanostructures.** *Physical Review B*, 71(3) :035425.
- [Soskin et al., 1997] Soskin, M., Gorshkov, V., Vasnetsov, M., Malos, J., et Heckenberg, N. (1997). **Topological charge and angular momentum of light beams carrying optical vortices.** *Physical Review A*, 56(5) :4064.
- [Tabosa et al., 1999] Tabosa, J., et Petrov, D. (1999). **Optical pumping of orbital angular momentum of light in cold cesium atoms.** *Physical Review Letters*, 83(24) :4967.
- [Taflove et al., 2000] Taflove, A., et Hagness, S. C. (2000). **Computational electrodynamics.** Artech house publishers.
- [Tannoudji et al., 1973] Tannoudji, C. C., Bernard, D., et Franck, L. (1973). **Mécanique quantique. Tome I.** Hermann.
- [Tobin, 2012] Tobin, W. (2012). **Léon Foucault.** EDP sciences.
- [Török et al., 1995] Török, P., Varga, P., Laczik, Z., et Booker, G. (1995). **Electromagnetic diffraction of light focused through a planar interface between materials of mismatched refractive indices : an integral representation.** *JOSA A*, 12(2) :325–332.
- [Veronis et al., 2005] Veronis, G., et Fan, S. (2005). **Guided subwavelength plasmonic mode supported by a slot in a thin metal film.** *Optics letters*, 30(24) :3359–3361.
- [Vuong et al., 2010] Vuong, L., Adam, A., Brok, J., Planken, P., et Urbach, H. (2010). **Electromagnetic spin-orbit interactions via scattering of subwavelength apertures.** *Physical review letters*, 104(8) :083903.
- [Wang et al., 2012] Wang, J., Yang, J.-Y., Fazal, I. M., Ahmed, N., Yan, Y., Huang, H., Ren, Y., Yue, Y., Dolinar, S., Tur, M., et others (2012). **Terabit free-space data transmission employing orbital angular momentum multiplexing.** *Nature Photonics*, 6(7) :488–496.

- [Wen et al., 2009] Wen, J., Romanov, S., et Peschel, U. (2009). **Excitation of plasmonic gap waveguides by nanoantennas**. *Optics Express*, 17(8) :5925–5932.
- [Yan et al., 2015] Yan, L., Gregg, P., Karimi, E., Rubano, A., Marrucci, L., Boyd, R., et Ramachandran, S. (2015). **Q-plate enabled spectrally diverse orbital-angular-momentum conversion for stimulated emission depletion microscopy**. *Optica*, 2(10) :900–903.
- [Yee et al., 1966] Yee, K. S., et others (1966). **Numerical solution of initial boundary value problems involving maxwell's equations in isotropic media**. *IEEE Trans. Antennas Propag*, 14(3) :302–307.
- [Zhao et al., 2007] Zhao, Y., Edgar, J. S., Jeffries, G. D., McGloin, D., et Chiu, D. T. (2007). **Spin-to-orbital angular momentum conversion in a strongly focused optical beam**. *Physical review letters*, 99(7) :073901.
- [Zilio et al., 2012] Zilio, P., Mari, E., Parisi, G., Tamburini, F., et Romanato, F. (2012). **Angular momentum properties of electromagnetic field transmitted through holey plasmonic vortex lenses**. *Optics letters*, 37(15) :3234–3236.

Résumé :

Cette thèse porte sur la manipulation du moment angulaire de la lumière à l'échelle sub-micronique. Le moment angulaire total de la lumière est composé d'une partie de spin, relié au degré de liberté de polarisation circulaire de la lumière, et d'une partie orbitale, relié au degré de libertés spatiaux de la lumière que sont sa direction de propagation (locale et globale) et sa distribution spatiale d'intensité. Le couplage spin-orbite existant entre ces deux contributions permet alors de manipuler les degrés de liberté spatiaux de la lumière par un simple contrôle de son état de polarisation circulaire. Dans cette thèse, nous avons étudié et exploité ce couplage à l'échelle sub-micronique dans deux nouveaux phénomènes que nous avons mis en évidence. Le premier met à profit ce couplage pour permettre d'exciter de manière unidirectionnelle des modes plasmoniques guidés. Une étude complète (numérique, expérimentale et analytique) de ce phénomène nouveau, basé sur un couplage entre le moment de spin du photon incident et le moment orbital extrinsèque des modes plasmoniques guidés dans la courbure d'un guide, est présentée. La deuxième étude présente une voie pour tirer parti du transfert de moment orbital de la lumière à un gaz d'électrons libres dans un métal afin de générer et contrôler le sens et la géométries de boucles de courants sub-microniques dans des structures métalliques. Ce contrôle permettrait la génération d'optomagnants nanométriques, entièrement contrôlés par la lumière, pouvant être modulés aux fréquences optiques. Ce travail a été soutenu par le LABEX Action.

Mots-clés : Plasmoniques, nano-optique, optique intégré, couplage spin-orbite, moment angulaire de la lumière, opto-magnétisation.

Abstract:

This thesis focuses on the manipulation of the angular momentum of light at the nanoscale. The total angular momentum of light is composed of a spin component, connected to the polarization degree of freedom of light, and an orbital component, related to the spatial degrees of freedom of the light which are its propagation direction (local and global) and its intensity distribution. The spin-orbit coupling between these two contributions allows the control of the spatial degrees of freedom of light by a simple manipulation of its circular polarization state. In this thesis, we have studied and applied this coupling at the nanoscale and we have highlighted two new phenomenas. The first one takes part of this coupling to allows unidirectional excitation of plasmonic guided modes. A complete study (numerical, experimental and analytical) of this new phenomenon, based on a coupling between the spin of the incident photon and the extrinsic orbital momentum of the plasmonic guided modes within the curvature of a waveguide, is presented. The second study propose a way to benefit from the transfer of the angular momentum of light to the free electrons gas in a metal to generate and control the direction and the geometry of nanoscale current loops in metallic structures. This control would allow the generation of nanometric optomagnets, fully controlled by the light, which can be modulated at optical frequencies. This work was supported by the LABEX Action.

Keywords: Plasmonics, nanophotonics, integrated optics, spin-orbit coupling, angular momentum of light, opto-magnetisation.

The logo for the SPIM (École doctorale SPIM) features the letters 'S', 'P', 'I', and 'M' in a large, white, sans-serif font. The 'S' is stylized with a thick, white, curved line that loops around it, resembling a wave or a path. The letters are set against a dark background.