



HAL
open science

Réalisation d'un dispositif expérimental pour la détection d'atomes sur une puce opto-atomique et étude d'une micro-cavité optique.

Abdelkrim El Amili

► **To cite this version:**

Abdelkrim El Amili. Réalisation d'un dispositif expérimental pour la détection d'atomes sur une puce opto-atomique et étude d'une micro-cavité optique.. Physique [physics]. Université Paris Sud - Paris XI, 2010. Français. NNT: . tel-00511693

HAL Id: tel-00511693

<https://pastel.hal.science/tel-00511693>

Submitted on 25 Aug 2010

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.

LABORATOIRE CHARLES FABRY DE L'INSTITUT D'OPTIQUE
UNIVERSITÉ PARIS XI
U.F.R. SCIENTIFIQUE D'ORSAY
ECOLE DOCTORALE ONDES ET MATIÈRE

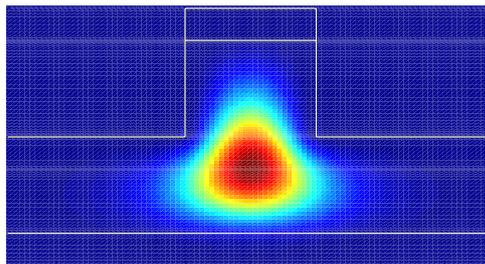
THÈSE

pour l'obtention du grade de Docteur en sciences de l'Université Paris XI

présentée par

Abdelkrim EL AMILI

**RÉALISATION D'UN DISPOSITIF
EXPÉRIMENTAL POUR LA DÉTECTION
D'ATOMES SUR UNE PUCE
OPTO-ATOMIQUE ET ÉTUDE D'UNE
MICRO-CAVITÉ OPTIQUE.**



M. Vincent Lorent
M. Jakob Reichel
M. Fabien Bretenaker
M. Arnaud Landragin
M. Sébastien Gleyzes
M. Christoph Westbrook
M. Alain Aspect

Rapporteur
Rapporteur
Président
Examineur
Examineur
Directeur de thèse
Membre invité

Table des matières

1	Détection d'atomes sur puces atomiques	8
1.1	Motivation du projet	8
1.1.1	Contexte	8
1.1.2	La micro-cavité optique intégrée	10
1.1.3	Schéma de principe du projet opto-puce	11
1.2	Préparation de l'échantillon d'atomes	12
1.2.1	Principe des puces atomiques	12
1.2.2	Principe de piégeage d'un atome neutre dans un champ magnétique	12
1.2.3	Critère d'adiabacité	13
1.2.4	Pertes de Majorana	13
1.2.5	Piège créé par un micro-fil : guide magnétique	14
1.2.6	Piégeage tridimensionnel	17
1.3	Détection d'atomes avec une cavité	21
1.3.1	Système Atome-Cavité : Couplage Atome-Champ	22
1.3.2	Défectivité : le rapport signal à bruit	24
1.4	Conclusion	29
2	Dispositif expérimental	30
2.1	Présentation générale	31
2.1.1	Le piège magnéto-optique	31
2.1.2	Passage en revue du dispositif expérimental	32
2.2	Système à vide	33
2.2.1	Groupe de pompage	34
2.2.2	Enceinte à vide : l'octogone	35
2.2.3	Sources de champ magnétique	36
2.2.4	Eléments divers	40
2.3	Système laser	45
2.3.1	Généralités sur les diodes lasers à cavité étendue	45
2.3.2	Laser maître	46
2.3.3	MOPA	47
2.3.4	Laser repompeur	49
2.3.5	Asservissement : montage d'absorption saturée	50
2.3.6	Configuration des faisceaux	51
2.4	Système d'imagerie	55
2.4.1	Principe	55
2.4.2	Montage	56
2.4.3	Image du nuage	57
2.5	Système de contrôle de l'expérience	57
2.5.1	Le séquenceur	57
2.5.2	Contrôle du dispositif expérimental	58
2.6	Conclusion	58

3	Optique intégrée : guides optiques	59
3.1	Principe du guidage optique	60
3.1.1	Le guide diélectrique plan	60
3.1.2	Cas simple : Modes TE et TM dans un guide planaire symétrique	62
3.1.3	Cas général : Modes TE guidés dans un guide asymétrique	67
3.2	Guides bidimensionnels	70
3.2.1	Objectifs et contraintes	70
3.2.2	Choix des matériaux	70
3.2.3	Choix de la géométrie	72
3.3	Calcul du mode fondamental	73
3.3.1	Description du guide monomode à 780 nm	73
3.3.2	Calcul approché	74
3.3.3	Calcul numérique	76
3.3.4	Comparaison avec le modèle simple	77
3.4	Conclusion	78
4	Simulations et modèles de la micro-cavité	79
4.1	Taille de la tranchée : contraintes	80
4.1.1	Pertes atomiques : interaction atomes-parois	81
4.1.2	Pertes optiques : diffraction du mode dans une tranchée	82
4.2	Interaction atome-parois à longue portée : Casimir-Polder	84
4.2.1	Position du problème	84
4.2.2	Résultats	85
4.2.3	Conclusion	87
4.2.4	Origine du piège local dans la tranchée : ordres de grandeur	87
4.3	Pertes optiques de la tranchée	88
4.3.1	Simulation numérique des pertes.	88
4.3.2	Première approche : modèle au premier ordre	91
4.3.3	Deuxième approche : multiples réflexions du champ dans la tranchée	94
4.3.4	Conclusion	96
4.4	La tranchée dans le résonateur	96
4.4.1	Le résonateur dans son ensemble	96
4.4.2	Modélisation du résonateur	97
4.4.3	La finesse du résonateur	97
4.4.4	Le champ dans la tranchée	102
4.4.5	Couplage atome-champ	103
4.4.6	Coopérativité	108
4.4.7	Discussion	108
4.5	Conclusion et perspectives	112
4.5.1	Conclusion	112
4.5.2	Perspectives	113
5	Micro-fabrication de l'opto-puce	115
5.1	Techniques de fabrication	116
5.1.1	Epitaxie par jets moléculaires	116
5.1.2	Photolithographie	116
5.1.3	Gravure ionique réactive	116
5.1.4	Faisceau d'ions focalisés	117
5.2	Fabrication de la puce atomique	117
5.2.1	Description de la puce atomique	117
5.2.2	Fabrication de la puce atomique : première version	120
5.2.3	Fabrication de la puce atomique : deuxième version	122

5.2.4	Performances maximales de la puce	122
5.3	Fabrication de la cavité	123
5.3.1	Fabrication de guides optiques en $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ monomodes à $\lambda =$ 780 nm	123
5.3.2	Fabrication des miroirs diélectriques de fortes réflectivités	126
5.3.3	Mesure des pertes intrinsèques des guides monomodes	128
5.4	Fabrication de la tranchée	132
5.4.1	Fabrication des guides de seconde génération avec tranchée	132
5.4.2	Fabrication des micro-fils sur le substrat en GaAs pour le piégeage local	138
5.5	Conclusion	139

Introduction

Ce travail de thèse s'inscrit dans le cadre de l'optique atomique. Ce domaine a vu le jour grâce au développement des techniques de refroidissement laser qui ont permis d'augmenter la longueur d'onde de de Broglie de l'atome. Ainsi, à très basse température l'aspect ondulatoire des atomes permet de retrouver les phénomènes bien connus de l'optique ondulatoire traditionnelle (interférences, diffraction, réflexion...). Ce domaine riche et vaste couvre aussi bien l'interférométrie atomique, l'étude des gaz quantiques que la manipulation d'atomes individuels.

Ainsi, à partir des années 1980, les premiers gaz ont été refroidis [1, 2]. Les techniques se sont rapidement améliorées [3, 4] et ont conduit à diminuer la température des gaz jusqu'à franchir la transition de Bose-Einstein [5, 6, 7]. Depuis, les expériences d'atomes froids n'ont cessé de fleurir, et avec le temps elles deviennent de plus en plus imposantes et complexes. Les atomes neutres, confinés dans des enceintes ultravide par des pièges optiques ou magnétiques, présentent l'intérêt qu'ils sont très faiblement perturbés par l'environnement, et présentent par conséquent de longs temps de cohérence de leurs états quantiques. Ces longs temps de cohérence en font de bons candidats pour le stockage et la manipulation de l'information contenue dans les états atomiques.

Une possibilité pour piéger des atomes neutres est d'utiliser des champs magnétiques. Les pièges magnétiques sont créés par des conducteurs macroscopiques de courant. Ils produisent des potentiels qui peuvent être limités aussi bien au point de vue de la fréquence de piégeage, qu'au niveau de la géométrie des potentiels réalisés.

On montre que la fréquence de piégeage est proportionnelle au gradient de champ magnétique (ou à la courbure). Si un conducteur de section a est traversé par un courant I alors le gradient maximum du champ est proportionnel à I/a^2 . Ainsi, avec de courants modestes dans des sections microscopiques on peut atteindre des gradients de l'ordre de quelques milliers de Gauss par centimètre, qui sont bien plus importants que ceux obtenus avec les systèmes macroscopiques (de tailles caractéristiques de l'ordre du centimètre) qui n'atteignent qu'une centaine de Gauss par centimètre. En 1995, Weinstein et Libbrecht ont proposé d'utiliser des conducteurs microscopiques [8]. Par la suite, des atomes neutres ont pu être piégés au dessus de la surface sur laquelle sont déposés ces fils [9].

Les puces atomiques

Sur ce principe, ont vu le jour des expériences dans lesquelles des atomes sont confinés dans des pièges réalisés par des microfils déposés sur un substrat en silicium. Ces "puces" sont fabriquées selon les mêmes techniques que les microcircuits électroniques. Les puces sont de véritables laboratoires intégrés d'optique atomique. Elles fournissent les ingrédients nécessaires pour diverses études de physique fondamentale, comme par exemple l'étude des gaz quantiques en basses dimensions [10, 11, 12, 13, 14]. La possibilité de contrôler les atomes sur quelques microns au dessus de la puce permettent d'étudier les interactions atomes-surface [15]. L'intérêt des micro potentiels ne s'arrête pas aux forts confinements. Les techniques de micro-fabrication permettent d'inventer de nouvelles géo-

métries de pièges, des guides d'ondes atomiques, des séparatrices à atomes [16], des "tapis roulants" permettant de déplacer et positionner précisément des atomes [17], des interféromètres atomiques sur puces [18], et même des horloges atomiques [19]. Et tout cela sur une surface de quelques cm^2 .

Le couplage atome-champ dans une cavité optique

Pour beaucoup d'expériences sur puces, il manque un outil de détection *local* d'atomes intégrés à la puce. Plusieurs groupes ont montré qu'il était possible de détecter des atomes uniques. On peut par exemple détecter des atomes individuels en observant la fluorescence [20]. Il a été montré aussi la possibilité de détecter des atomes en mesurant le déphasage du faisceau sonde engendré par des ensembles atomiques ultra-froids [21, 7, 22, 23, 24]. La détection d'atomes peut être réalisée en mesurant l'absorption du nuage atomique. Cependant, quand le nombre d'atomes est faible il est difficile de mesurer la faible variation d'intensité engendré par l'absorption des atomes. Si l'on veut détecter efficacement des atomes individuels, on peut utiliser une cavité. Un atome dans une cavité va interagir de nombreuses fois avec le même photon, avant que celui-ci ne sorte. En effet, une cavité recycle la lumière pour interagir plus avec les atomes. Il est alors possible, en mesurant la variation de la transmission, de détecter le passage en temps réel des atomes [25]. Plus récemment, la détection de condensat en régime de couplage fort (c'est à dire quand le couplage atome-champ domine les pertes totales du système atome-cavité) a été réalisé [26, 27].

Il est tentant d'implémenter ces méthodes sur une puce atomique, ce qui nous assurerait alors une détection locale. Une des possibilités est d'exciter, puis de détecter les atomes par fluorescence avec des fibres collées sur une puce [28, 29]. L'autre schéma possible, proposé par Horak et ses collaborateurs [30], est de disposer d'une microcavité sur puce. Ainsi, il a été possible de détecter des atomes via une cavité formée par des fibres optiques [31, 32, 27]. Les résultats expérimentaux montrent clairement qu'il est possible de coupler un condensat de Bose-Einstein avec le champ intra-cavité en régime de couplage fort [27]. Ces démonstrations ouvrent ainsi la voie à l'électrodynamique quantique en cavité sur puces atomiques.

Le cheminement naturel, qui vient après ces premières puces opto-atomiques, est d'essayer de réaliser un système complètement intégré de la cavité sur la puce. On pourrait alors imaginer d'implémenter plusieurs détecteurs à différents endroits de la puce pour mesurer localement un faible flux d'atomes. Par exemple, on pourrait disposer d'une cavité sur les deux bras de sorties d'un interféromètre intégré.

Un des moyens qu'il faut envisager pour une intégration complète est d'user du savoir faire des micro et nanotechnologies. L'intérêt de ces techniques est la capacité de reproduire en grand nombre le microsystème sur un même substrat. Un autre intérêt est que ces microsystèmes peuvent être agencés, positionnés, et alignés très précisément sur le substrat sur lequel ils reposent.

Objectifs

Notre projet se situe au croisement de l'optique atomique et de l'optique intégrée. Nous avons entrepris de nous diriger vers le développement d'une microcavité optique intégrée. Le but est de montrer la faisabilité d'une détection des atomes en microcavité optique

fabriquée entièrement selon les procédés de microtechnologie.

Difficultés et inconnues

Il nous a semblé naturel de développer une cavité optique intégrée sur un guide d'onde optique monomode qui est l'équivalent de la cavité sur une fibre optique avec des miroirs de Bragg. Notre cavité optique est formée d'un guide aux extrémités duquel nous avons placé des miroirs. Pour que les atomes puissent interagir avec le champ lumineux, une tranchée est ouverte dans le guide.

Nous avons collaboré avec le laboratoire de Photonique et de Nanostructures à Marcoussis pour développer des guides en semiconducteur de AlGaAs. Au début du projet les points suivants étaient des inconnues :

- En général, les guides d'ondes en AlGaAs sont prévus pour la fabrication des diodes lasers, ou bien des guides monomodes aux longueurs d'ondes télécom. Or, nous utilisons des atomes de Rubidium dont l'une des résonances atomiques se trouve à 780 nm. L'absorption du matériau à cette longueur d'onde était donc notre première préoccupation.
- La cavité présente une tranchée dans le guide. Nous ne connaissions pas précisément l'effet de cette tranchée sur les pertes optiques.
- Pour aller plus loin dans l'intégration nous voulions déposer directement des fils, destinés au piégeage local des atomes dans la tranchée, sur le substrat de la cavité. Il nous fallait vérifier la faisabilité de ce dépôt.

Il s'agit donc dans cette thèse de répondre à ces questions.

Organisation du manuscrit

Ce manuscrit est organisé de la façon suivante :

Le premier chapitre est consacré à la présentation générale du projet opto-puce et d'un rappel sur le piégeage d'atomes neutres. Nous nous intéresserons aux possibilités que nous avons pour piéger et manipuler des atomes sur une puce atomique. Nous verrons notamment comment créer un piège confinant dans les trois directions de l'espace, et nous dégagerons les principales caractéristiques du piège. Dans la seconde partie de ce chapitre, nous nous intéresserons à la détection des atomes avec une cavité. Nous nous restreindrons à la mesure de la transmission de la cavité en présence d'un atome. Cette partie nous permettra de dégager un paramètre important qui caractérise le couplage de la cavité avec les atomes : la coopérativité. Nous verrons qu'il s'agit là de la figure de mérite du système atome-cavité.

Le deuxième chapitre est dédié à la présentation du dispositif expérimental que nous avons réalisé. Nous présenterons l'ensemble des éléments qui constituent ce montage et présenterons quelques résultats obtenus.

Le troisième chapitre présente le calcul du mode propre du guide optique intégré utilisé. Nous verrons comment à partir de certaines contraintes, par exemple la longueur d'onde et les indices, nous pouvons obtenir un guide bidimensionnel monomode à la longueur d'onde désirée. Ce chapitre abordera en premier lieu des cas simples de guides planaires pour se forger une intuition sur les paramètres importants qui gouvernent le guidage optique. Nous présenterons ensuite le guide bidimensionnel et son mode fondamental en justifiant la géométrie et les matériaux utilisés.

Le quatrième chapitre est consacré à l'estimation de la taille de la tranchée pour limiter à la fois les pertes d'atomes et les pertes optiques. Ce chapitre nous permettra également de donner une estimation de la coopérativité. Nous aborderons dans un premier temps les effets des parois sur les atomes qui limitent la profondeur de piégeage. Nous estimerons une longueur limite de tranchée pour piéger raisonnablement des atomes dans un potentiel magnétique. Il s'agira ensuite de mettre en évidence et de caractériser les pertes optiques occasionnées par la tranchée. L'évaluation des pertes est importante puisque elles rentrent directement dans le rapport signal à bruit de la détection des atomes avec la cavité. Nous présenterons les simulations numériques que nous avons effectuées et les modèles que nous proposons pour confirmer notre compréhension des simulations. Avec ces outils, nous étudierons la cavité dans son ensemble en estimant la coopérativité en fonction des différents paramètres de la cavité.

Le cinquième chapitre est entièrement consacré à la microfabrication. Nous montrerons les techniques que nous avons développées pour la fabrication de la puce et des guides optiques. Nous présenterons les résultats de la mesure des pertes intrinsèques des guides, puis la façon dont nous avons pu réaliser des guides avec la tranchée.

Chapitre 1

Détection d'atomes sur puces atomiques

Sommaire

1.1	Motivation du projet	8
1.1.1	Contexte	8
1.1.2	La micro-cavité optique intégrée	10
1.1.3	Schéma de principe du projet opto-puce	11
1.2	Préparation de l'échantillon d'atomes	12
1.2.1	Principe des puces atomiques	12
1.2.2	Principe de piégeage d'un atome neutre dans un champ magnétique	12
1.2.3	Critère d'adiabacité	13
1.2.4	Pertes de Majorana	13
1.2.5	Piège créé par un micro-fil : guide magnétique	14
1.2.6	Piégeage tridimensionnel	17
1.3	Détection d'atomes avec une cavité	21
1.3.1	Système Atome-Cavité : Couplage Atome-Champ	22
1.3.2	Délectivité : le rapport signal à bruit	24
1.4	Conclusion	29

Dans ce premier chapitre nous allons d'abord décrire brièvement la puce opto-atomique. Cette puce permettra de charger des atomes, de les piéger et de les transporter vers un détecteur d'atomes. Nous verrons comment ces atomes neutres pourront être piégés magnétiquement avec des fils conducteurs de courant. Nous décrirons les éléments de base qui assurent ce piégeage au dessus de la puce. Par la suite nous verrons comment les atomes seront détectés avec une cavité avec un maximum de rapport signal à bruit. Il s'agira de dégager les paramètres essentiels du système atome-cavité qui optimisent le rapport signal à bruit.

1.1 Motivation du projet

1.1.1 Contexte

L'idée du projet est de mettre au point une puce opto-atomique, c'est à dire un dispositif miniaturisé qui permettra de manipuler des atomes et de les détecter à l'aide d'une sonde locale. Plusieurs schémas de détection s'offrent à nous. On peut par exemple, choisir

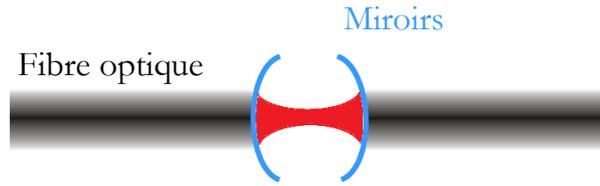


FIGURE 1.1 – *Cavité Fabry-Pérot intégrée sur fibres avec des miroirs concaves de fortes réflectivités.*

de coller une fibre optique sur la puce et d'éclairer les atomes avec de la lumière résonante. La détection se fait alors en plaçant une autre fibre proche des atomes pour en collecter les photons de fluorescences [33]. Ainsi, à chaque photon absorbé l'atome le réémet aléatoirement dans l'espace, et la sensibilité de détection ou le rapport signal à bruit augmente avec le nombre de photons spontanés. Bien évidemment, les photons sont émis dans tout l'espace et la fibre ne collecte qu'une petite fraction de ces photons. On peut aussi augmenter le temps de la mesure, mais les photons diffusés conduisent au chauffage de l'atome qui se trouve ainsi expulsé hors de la zone de détection.

On peut aussi s'intéresser à l'influence de l'atome sur le champ lumineux. En effet, un atome peut être décrit en terme de susceptibilité. La partie réelle de la susceptibilité donne le déphasage du faisceau sonde causé par l'atome (effet d'indice). La partie imaginaire décrit l'absorption du faisceau sonde par la présence de l'atome. Pour détecter des atomes par absorption, on peut augmenter le temps d'interaction. Là aussi, les photons diffusés vont causer du chauffage et expulser l'atome hors de la zone de détection. On peut limiter le chauffage en désaccordant le faisceau sonde par rapport à la transition atomique. Dans cette situation, on peut détecter un atome en mesurant le déphasage du faisceau sonde en utilisant un interféromètre de Mach-Zehnder. Pour améliorer la sensibilité de détection par les méthodes d'absorption et du déphasage, on montre que l'on peut augmenter l'interaction entre le champ et l'atome en réduisant au maximum la section du faisceau sonde. Nous sommes cependant confrontés à des limitations [29] car on ne peut pas obtenir une section du faisceau focalisé plus petite que la section efficace d'absorption [34]. De plus cette technique est difficile à mettre en uvre.

Dans ces deux dernières méthodes, le champ lumineux n'interagit qu'une seule fois avec l'atome. Néanmoins, si chaque photon d'excitation pouvait interagir plus d'une fois avec l'atome, on augmenterait le rapport signal à bruit. Une solution pour réaliser cela est d'utiliser une cavité. Une propriété de la cavité est qu'elle conserve le champ un certain temps avant que celui-ci ne s'amortisse. En terme corpusculaire, le photon fait un certain nombre d'aller-retours avant celui-ci ne soit transmis par l'un des miroirs. Ce nombre d'aller-retours est proportionnel à la finesse \mathcal{F} du résonateur. On montre que le rapport signal à bruit évolue comme $\mathcal{S}/\mathcal{N} \propto \frac{\mathcal{F}}{\mathcal{A}}$, où \mathcal{A} est l'aire du mode intra-cavité. Il est donc clairement avantageux de s'orienter vers une micro-cavité. En effet, avec un mode de faible section, il est possible de compenser une finesse modeste, pour un rapport signal à bruit donné. Des cavités basées sur des fibres (Fig.1.1) ont été mises au point et utilisées pour détecter des atomes et des condensats de Bose-Einstein [31, 27]. Ces cavités miniatures constituent la première étape vers l'intégration de micro-détecteurs atomiques sur puce. Ce qui est intéressant, c'est de pouvoir ajouter d'autres cavités sur une même puce, par exemple pour des détections à divers endroits. On imagine bien qu'il doit être difficile d'aligner toutes ces cavités en parallèle. Une alternative est de mettre à profit les techniques de micro-technologie pour fabriquer des microcavités intégrées. Ces développements technologiques présentent trois intérêts majeurs. Le premier est la capacité de fabriquer ce

détecteur d'atomes sur une très petite échelle. Le second est l'aspect monolithique de la microcavité. Enfin, la micro fabrication permet la multiplication du nombre de détecteurs sur un même substrat. C'est donc dans cette direction que nous avons entrepris de développer la microcavité.

1.1.2 La micro-cavité optique intégrée

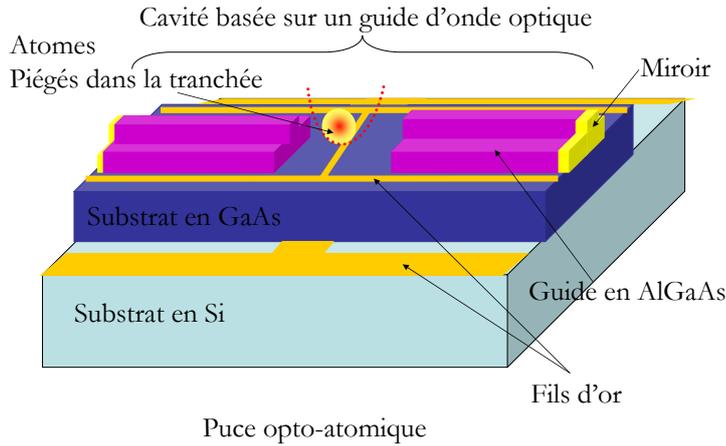


FIGURE 1.2 – *Cavité Fabry-Pérot intégrée sur un guide d'onde optique. La cavité est formée d'un guide optique monomode à 780 nm et de deux miroirs aux extrémités du guide. La cavité est intégrée sur un substrat en GaAs qui est placé au-dessus de la puce atomique. Un fil d'or est microfabriqué sur le GaAs pour un piégeage local des atomes dans la tranchée.*

Les techniques de lithographie apportent une solution pour l'intégration et la miniaturisation des cavités sur puces. Notre approche consiste à utiliser l'élément de base de l'optoélectronique, le guide optique semiconducteur, pour en faire une cavité optique. Le guide est prévu pour être monomode à 780 nm (longueur d'onde de la transition D_2 du rubidium ^{87}Rb). Ce résonateur est formé d'une tranchée dans le guide pour que les atomes puissent transiter et interagir avec le champ électrique (voir la figure 1.2). Enfin, pour avoir un effet Fabry-Pérot, on place deux miroirs aux extrémités du guide. Ces cavités intégrées présentent les avantages et les inconvénients suivants :

Avantages

- **Monolithique** : La cavité est monolithique, car la tranchée est ouverte seulement dans le guide. Il s'agit d'un seul bloc contrairement à une cavité intégrée sur une fibre. Il n'y a donc pas de problème d'alignement des guides au niveau de la tranchée. Par ailleurs, grâce à cet aspect monolithique, la cavité devrait être stable mécaniquement.
- **Parallélisable** : La microcavité peut être multipliée en grand nombre sur le substrat de fabrication. Nous pouvons donc imaginer plusieurs cavités en parallèle sur le même substrat de GaAs. De plus, le résonateur est aligné avec des fils d'or microfabriqués sur le substrat pour un piégeage local des atomes dans la tranchée (Fig.1.2).
- **Adaptable** : La cavité est fabriquée en AlGaAs, qui est un semiconducteur bien maîtrisé. Un des intérêts des semiconducteurs est l'on peut contrôler leurs propriétés optiques par des porteurs de charges. En effet, un travail approfondi sur les procédés

de fabrication, permettra à long terme de contrôler la fréquence de la cavité avec la variation de l'indice effectif induite par la variation du nombre de porteurs de charges. En outre, l'utilisation de matériaux de type GaAs nous permettent d'envisager dans le futur de micro-fabriquer sur le même substrat une diode laser à 780 nm pour injecter la lumière dans la microcavité, et une photodiode collectant les photons transmis.

Inconvénients

La cavité intégrée sur le guide d'onde présente deux types de pertes :

- **Pertes par absorption** : La cavité est intégrée sur un guide d'onde. Par conséquent, la finesse est limitée par les pertes de propagation dans le guide. Ces pertes sont de différentes natures : absorption du matériau, diffusion liée à la rugosité sur les flans du guide etc (voir chap 5, page 115).
- **Pertes dues à la tranchée** : La tranchée augmente les pertes à cause de la divergence du mode dans l'espace libre. En effet, lorsque le mode se propage librement dans la tranchée il n'est pas totalement recouplé dans l'autre partie du guide (voir chap 4, page 79).

1.1.3 Schéma de principe du projet opto-puce

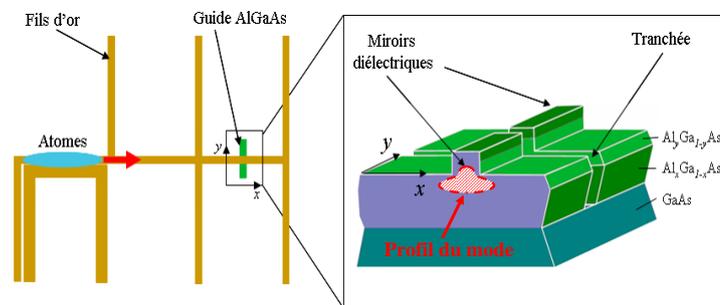


FIGURE 1.3 – Schéma de principe de l'opto-puce. Les atomes sont chargés sur les micro-pièges magnétiques créés par les fils d'or microfabriqués sur le substrat en silicium. Les atomes sont transportés grâce à un guide d'onde atomique vers la zone de détection, c'est à dire la cavité optique.

L'expérience que nous avons entreprise de réaliser consiste à charger, à partir d'une vapeur atomique de Rubidium, des atomes froids sur les micro-pièges créés par des fils d'or microfabriqués sur un substrat en silicium : la puce atomique (Fig.1.3). Ensuite, ce nuage froid est transporté le long de la puce jusqu'à la zone de détection grâce à un guide d'atomes. La détection est assurée par la microcavité optique. Le guide d'onde est injecté par une fibre à une extrémité (non représentée sur la Fig.1.3). A l'autre extrémité, une autre fibre est disposée pour collecter le signal optique transmis par la cavité vers un système de comptage de photons. Nous envisageons d'observer la variation de la transmission de la cavité lors du passage des atomes dans la tranchée.

1.2 Préparation de l'échantillon d'atomes

Nous allons voir dans cette section comment on peut piéger des atomes neutres avec un champ magnétique. En particulier, nous verrons la possibilité de créer des micro-pièges avec des conducteurs de courant de taille microscopique. Nous introduirons en premier lieu le cas simple d'un guide magnétique d'atomes créé par un fil et un champ homogène. A partir de ce guide d'atomes, nous verrons qu'il suffira d'ajouter des fils latéraux pour obtenir un piège tridimensionnel. Deux principaux types de piège peuvent être obtenus suivant la configuration des fils latéraux : un piège de type quadrupolaire et un piège de Ioffe-Pritchard. Ces exemples sont les éléments de base qui constituent les puces atomiques.

1.2.1 Principe des puces atomiques

Les puces à atomes sont des dispositifs miniatures qui permettent de manipuler un nuage d'atomes froids grâce à de micro-potentiels magnétiques. Ces pièges magnétiques sont créés par des fils micro-fabriqués sur un substrat. Bien que les bobines permettent de stocker des atomes neutres dans des potentiels de quelques micro Kelvin et en dessous pour franchir la condensation de Bose-Einstein, la miniaturisation des conducteurs de courant assure d'une part un confinement bien plus important et mais ouvre aussi des possibilités de géométries de potentiels plus grandes. Ainsi, il est possible de réaliser avec ces microstructures les mêmes types de pièges que ceux créés par les systèmes magnétiques macroscopiques. En effet, nous verrons plus loin qu'en combinant le champ magnétique créé par un fil parcouru d'un courant et un champ homogène, il est possible de faire un guide d'atomes. Les atomes sont alors confinés dans l'axe transverse du fil et libres le long de l'axe. Un confinement longitudinal peut être réalisé en ajoutant des fils latéraux. Suivant la manière dont sont agencés ces fils, on peut construire un piège quadrupolaire (les fils sont configurés en forme de U) ou un piège de Ioffe-pritchard (les fils sont configurés en forme de Z).

1.2.2 Principe de piégeage d'un atome neutre dans un champ magnétique

Le piégeage d'un atome neutre repose sur le principe de l'interaction du moment magnétique de l'atome $\boldsymbol{\mu}$ avec un champ magnétique extérieur $\mathbf{B}(\mathbf{r})$. D'un point de vue classique, l'énergie potentielle s'écrit :

$$E = -\boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{B}(\mathbf{r}) = \mu B(r) \cos\theta \quad (1.1)$$

où θ est l'angle défini par le moment magnétique $\boldsymbol{\mu}$ et le champ magnétique extérieur $\mathbf{B}(\mathbf{r})$. La fréquence de précession de ce moment magnétique ou fréquence de Larmor est donnée par :

$$\nu_L = \frac{\mu B}{h} \quad (1.2)$$

Du point de vue de la mécanique quantique, un atome de moment cinétique total $\hat{\mathbf{F}}$ possède un moment magnétique $\hat{\boldsymbol{\mu}}$ proportionnel à :

$$\hat{\boldsymbol{\mu}} = -\frac{g_F \mu_B}{\hbar} \hat{\mathbf{F}} \quad (1.3)$$

où μ_B est le magnéton de Bohr, \hbar la constante de Planck, et g_F le facteur de Landé associé à $\hat{\mathbf{F}}$. Lorsque cet atome est placé dans un champ magnétique inhomogène $\mathbf{B}(\mathbf{r})$,

l'interaction avec le champ magnétique est régie par le Hamiltonien Zeeman :

$$H = -\hat{\boldsymbol{\mu}} \cdot \mathbf{B}(\mathbf{r}) \quad (1.4)$$

Si le moment magnétique $\hat{\boldsymbol{\mu}}$ suit adiabatiquement l'orientation du champ magnétique, l'énergie d'interaction entre l'atome et le champ peut s'écrire :

$$E = -\frac{g_F \mu_B m_F}{\hbar} |\mathbf{B}(\mathbf{r})| \quad (1.5)$$

où m_F est la projection de $\hat{\mathbf{F}}$ sur l'axe défini par $\mathbf{B}(\mathbf{r})$. Suivant le signe du produit $g_F m_F$, deux cas peuvent se présenter :

- **Si le signe de ce produit négatif**, l'atome est attiré vers les maxima de champ magnétique. Cependant, pour des champs magnétiques statiques, les équations Maxwell interdisent l'existence d'un maximum local de champ magnétique [35]. Par conséquent, on ne pourra pas piéger des atomes dont le moment magnétique est aligné avec le champ magnétique.
- **Si le signe de ce produit est positif**, le moment magnétique est orienté dans le sens inverse au champ magnétique, l'atome est attiré vers les minima de champ. Un atome peut être piégé par un minimum local de champ.

L'atome de ^{87}Rb dans l'état hyperfin $|F = 2\rangle$, possède deux états dit piégeants $|F = 2, m_F = 1\rangle$ et $|F = 2, m_F = 2\rangle$.

1.2.3 Critère d'adiabacité

Précédemment, nous avons mentionné que le moment magnétique devait suivre adiabatiquement le champ magnétique externe. Le critère d'adiabacité peut être défini classiquement comme étant la variation lente de l'angle θ (entre le spin de l'atome et le champ magnétique externe $\mathbf{B}(\mathbf{r})$) devant la fréquence de Larmor $\nu_L = \frac{g_F \mu_B m_F}{\hbar} |\mathbf{B}(\mathbf{r})|$:

$$\frac{d\theta}{dt} \ll \nu_L \quad (1.6)$$

Notons que dans le cas où les atomes sont piégés dans un potentiel présentant un minimum local nul, le critère d'adiabacité n'est plus vérifié au voisinage de ce minimum, puisque ν_L s'annule en ce point. Ainsi, au voisinage d'un zéro de champ magnétique, la polarisation des atomes peut basculer vers des états non piégeants ("spin flip") et donc conduire à une perte d'atomes.

1.2.4 Pertes de Majorana

Les pertes d'atomes liées au basculement de spin sont appelées pertes de Majorana. Ces pertes sont critiques pour l'obtention d'un condensat de Bose-Einstein [36]. Elles interviennent quand le module du champ magnétique est si petit que le critère de suivi adiabatique n'est plus vérifié (éq.1.6). Ceci est d'autant plus vrai lorsqu'il existe un minimum nul de champ magnétique. Le taux de pertes par transitions de Majorana augmente rapidement lorsque la vitesse moyenne des atomes diminue (nuage atomique à très faible température), et ils passent plus de temps au centre du piège. Ceci explique pourquoi il est difficile d'obtenir des échantillons d'atomes très froids dans des potentiels magnétiques ayant un minimum local nul. Néanmoins, ces pertes sont très faibles dans le cas d'atomes chauds car ils sont très peu localisés au voisinage du minimum.

On peut estimer la durée de vie d'un piège quadrupolaire [37], c'est à dire un piège avec un minimum de champ magnétique nul. On suppose un atome de masse m se trouvant à une distance r_{atome} par rapport au centre du piège. L'atome se propage avec une vitesse rectiligne v_{atome} . Les lignes de champ changent de direction avec une vitesse v_{atome}/r_{atome} . On peut réécrire la fréquence de Larmor en fonction du gradient de champ local B' , $\nu_L = \frac{\mu B' r_{atome}}{h}$.

D'après la condition d'adiabacités, la distance limite entre l'atome et le centre du piège est :

$$r_{lim} = \sqrt{\frac{h v_{atome}}{\mu B'}} \quad (1.7)$$

L'ordre de grandeur du taux de pertes par transitions de Majorana est calculé en estimant le nombre d'atomes entrant dans la sphère limite de rayon r_{lim} :

$$\frac{dN}{dt} \approx -n_{atome} v_{atome} r_{lim}^2 \quad (1.8)$$

où n_{atome} est le nombre d'atomes présent dans le volume moyen de piégeage $l_{piège}^3$. La taille moyenne $l_{piège}$ peut être estimée par :

$$k_B T = m v^2 \approx \mu B' l_{piège}^3 \quad (1.9)$$

Ainsi, la durée de vie des atomes dans un piège quadrupolaire due aux transitions de Majorana peut être estimée par :

$$\tau \approx \frac{m k_B}{h \mu} \left(\frac{T}{B'} \right)^2 \quad (1.10)$$

Nous constatons bien que la durée de vie diminue avec le rapport $\frac{T}{B'}$ et ce de manière quadratique. Ainsi, si nous voulons avoir un échantillon d'atomes neutres très froid dans un piège très confiné (gradient de champ important) et en préservant une durée de vie suffisante pour les expériences, il faut avoir recours à un piège magnétique avec un minimum local non nul. On verra qu'il est possible de réaliser cela avec un piège conservatif de type Ioffe-Pritchard.

1.2.5 Piège créé par un micro-fil : guide magnétique

Vers 1995, il a été proposé d'utiliser des fils parcourus par un courant pour créer des potentiels magnétiques pour le piégeage d'atomes neutres [8, 38]. Peu de temps après, des atomes froids ont pu être piégés et manipulés grâce aux potentiels créés par des fils macroscopiques [9, 39, 40, 41]. Par la suite, l'utilisation des techniques de microfabrication ont permis la miniaturisation de micro-fils sur puces. Ces microstructures ont montré leur efficacité pour la production de condensats de Bose-Einstein [42, 43, 44]. Dans cette partie, nous allons jeter les bases du confinement magnétique avec un exemple simple de piège créé par un fil : le guide d'onde atomique.

Champ créé par un fil de section nulle

Considérons dans un premier temps un fil de section nulle et de longueur infinie (Fig.1.4). Lorsque ce fil est parcouru par un courant I , il crée un champ magnétique

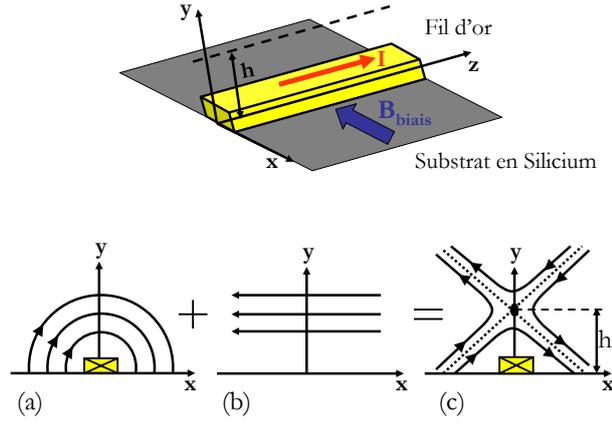


FIGURE 1.4 – Fil d'or microfabriqué sur un substrat en silicium. (a) Champ magnétique circulaire \mathbf{B}_{fil} créé par le fil lorsqu'il est parcouru par courant I . (b) Un champ magnétique homogène \mathbf{B}_{Biais} perpendiculaire à l'axe du fil. Ce champ est créé par exemple par des bobines en configuration Helmholtz. (c) Champ quadrupolaire résultant de la somme du champ magnétique produit par le fil et le champ homogène. Ce champ total s'annule à une hauteur h .

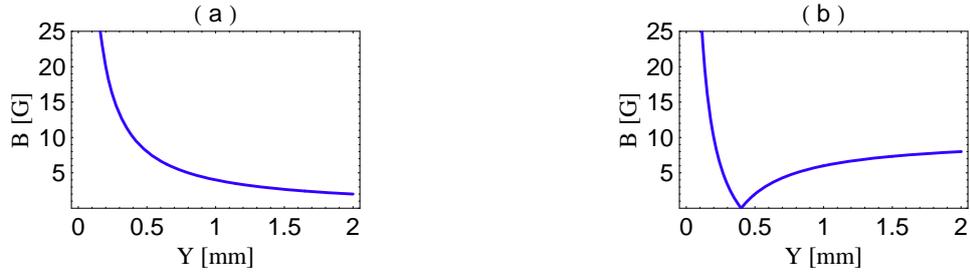


FIGURE 1.5 – La figure (a) montre l'évolution du module du champ magnétique $|\mathbf{B}_{fil}|$ du fil simple de section nulle et infiniment long en fonction de la distance au fil. La courbe de la figure (b) représente l'évolution du champ magnétique total qui résulte de la somme du champ magnétique créé par le fil et du champ homogène \mathbf{B}_{Biais} perpendiculaire à l'axe du fil.

circulaire (Fig.1.4 (a)). Le module du champ décroît comme en $1/r$ au fur et à mesure que l'on s'éloigne de ce fil (Fig.1.5 (a)), où r est la distance à laquelle on évalue l'intensité du champ magnétique :

$$|\mathbf{B}_{fil}| = \mu_0 I / (2\pi r) \quad (1.11)$$

Si l'on ajoute à ce champ \mathbf{B}_{fil} un champ magnétique homogène \mathbf{B}_{Biais} perpendiculaire au fil et parallèle au substrat (Fig.1.4 (b)), les champs s'ajoutent et s'annulent à une hauteur h au dessus du fil (Fig.1.5 (b)) où h s'exprime :

$$h = \mu_0 I / (2\pi |\mathbf{B}_{Biais}|) \quad (1.12)$$

Avec cette simple configuration, on a un minimum local nul dans le plan transverse au fil, ce qui permet de piéger et de guider les atomes dans l'axe longitudinal du fil. Au voisinage du minimum, le champ magnétique est quadrupolaire (Fig.1.4 (c)), ses axes propres sont orientés à 45° par rapport à l'axe perpendiculaire au fil et passant par le centre du piège. Une grandeur importante est le gradient du champ magnétique b' qui caractérise le confinement du piège et qui vaut :

$$b' = \frac{\mu_0 I}{2\pi h^2} \quad (1.13)$$

Typiquement, on peut atteindre des gradients de l'ordre de 4000 G/cm avec un courant $I = 2$ A à $h = 100 \mu\text{m}$, bien plus important que ceux réalisés avec les méthodes utilisant des bobines (de l'ordre de 600 G/cm [14]).

Champ créé par un fil de section finie

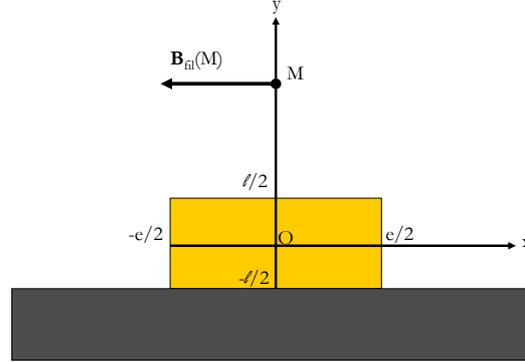


FIGURE 1.6 – Fil plat de section $l \times e$. Au point M sur l'axe Oy , le champ est dans la direction Ox .

Nous venons de voir, dans le cas d'un fil de section nulle, que pour augmenter le gradient du champ on peut diminuer la distance h (1.13). En réalité, lorsque la distance des atomes par rapport au fil devient comparable aux dimensions du fil, il faut prendre en compte les effets de taille finie pour le calcul du champ.

Considérons un fil de largeur l et d'épaisseur e . Le champ est dans la direction x dans le plan (Oxy) (voir la figure 1.6). En intégrant l'équation de Biot-Savart sur la section du fil, le champ au dessus du fil vaut :

$$B_x = \frac{\mu_0 I}{2\pi el} \left[(e + 2y) \arctan\left(\frac{l}{e + 2y}\right) - (e - 2y) \arctan\left(\frac{l}{e - 2y}\right) + \frac{l}{2} \ln\left(1 + \frac{8ey}{l^2 + (e - 2y)^2}\right) \right] \quad (1.14)$$

Sur la figure 1.7, on compare le champ magnétique et le gradient magnétique créés par un fil de section nulle avec un fil de section finie (fil plat). Les deux courbes se superposent lorsque la distance entre les atomes et le fil est supérieure à la largeur du fil. Pour des distances de l'ordre de la largeur du fil, le champ de section nulle diverge alors que le champ du fil de section finie sature vers :

$$B_x^{sat} = \frac{\mu_0 I}{2\pi el} \left[2e \arctan\left(\frac{l}{2e}\right) + l \ln\left(1 + \frac{4e^2}{l^2}\right) \right] \quad (1.15)$$

Pour le fil plat, le gradient a une saturation bien marquée. Par conséquent, si nous voulons réduire l'effet de saturation et augmenter la valeur du gradient, nous devons donc réduire la section du fil. Cependant, réduire la section du fil implique une réduction de la surface de contact thermique entre ce fil et le substrat sur lequel il est microfabriqué. L'échauffement par effet Joule peut conduire à la destruction du fil. Il nous faudra donc imposer un courant maximum à ne pas dépasser [45] (cf. Chap.5, Sec.5.2.4, page 122).

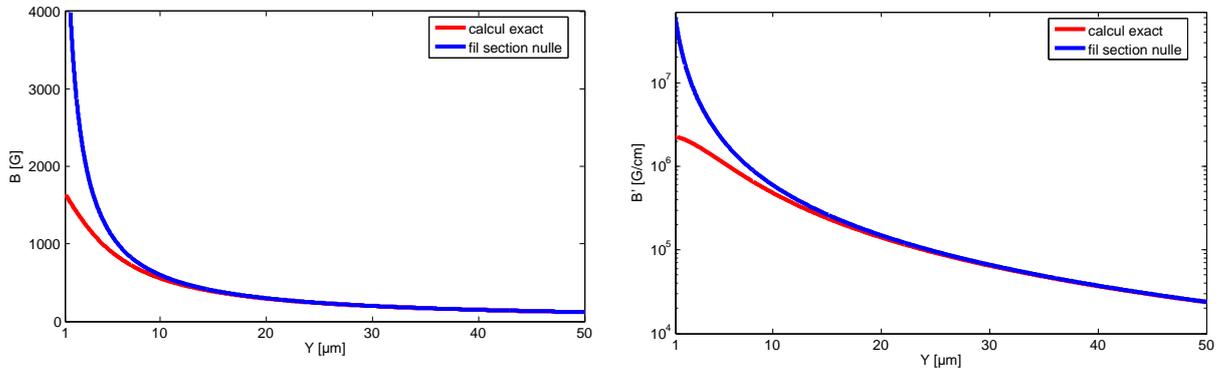


FIGURE 1.7 – Calcul des champs magnétiques (courbes à gauche) et des gradients magnétiques (courbes à droite) créés par un fil de section nulle (courbes bleues) et un fil plat de section $l = 10 \mu\text{m}$ et $e = 2 \mu\text{m}$ (courbes rouges). Les fils sont parcourus par un courant $I = 3 \text{ A}$.

1.2.6 Piégeage tridimensionnel

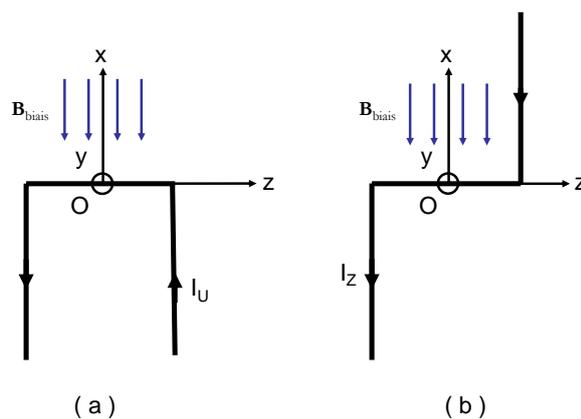


FIGURE 1.8 – Schéma des configurations en U (a) et en Z (b), les fils sont traversés respectivement par un courant I_U et I_Z . Ces deux configurations permettent un confinement dans toutes les directions de l'espace. La configuration en U permet de créer un piège quadrupolaire. La configuration en Z permet de créer un piège Ioffe-Pritchard.

Jusqu'à présent, nous avons uniquement discuté d'un guide magnétique d'atomes.

Nous avons vu que les atomes sont confinés dans le plan transverse du fil, mais ils restent libres le long de l'axe du fil. Ce guide nous permettra à terme de guider les atomes le long de la puce. Or, au préalable il faut pouvoir charger les atomes et les conserver dans un piège confinant dans toutes les directions de l'espace. Pour cela, il suffit d'ajouter deux fils à chaque extrémité du fil central afin d'avoir une dépendance du champ selon l'axe longitudinal. On distinguera donc deux types de géométrie : la configuration en U et la configuration en Z.

Piège en U : piège quadrupolaire

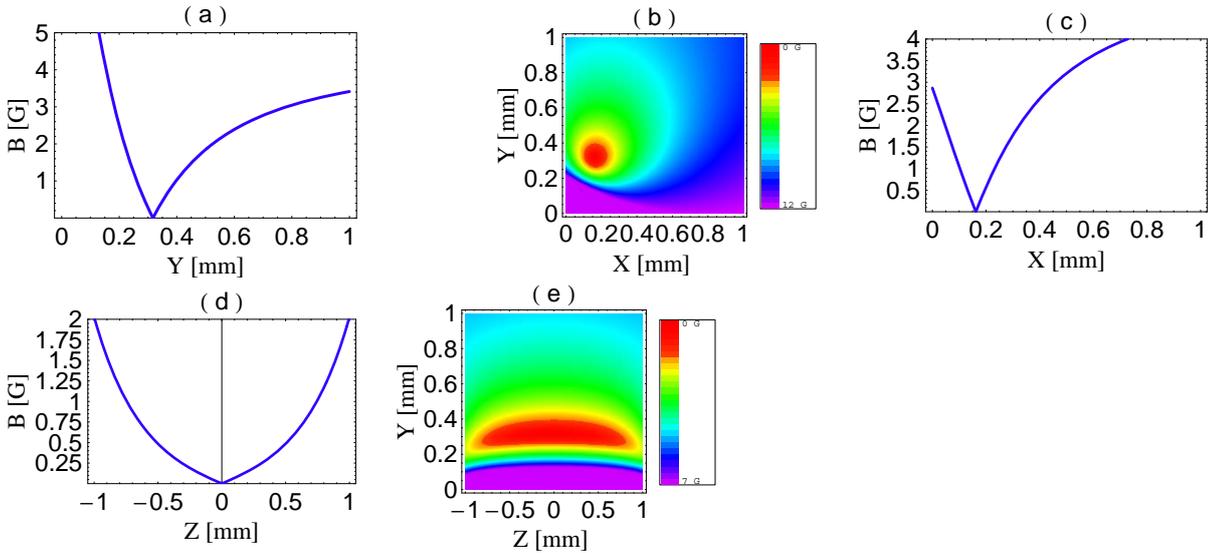


FIGURE 1.9 – Profils du champ magnétique créé par un fil en U et un champ homogène B_{Biais} suivant les axes Oy (a), Ox (c) et Oz (d), et coupes dans les plans (Oxy) (b) et (Oyz) (e). Le conducteur est parcouru par un courant $I_U = 1$ A et le champ homogène a pour valeur $B_{Biais} = 5$ G et est orienté suivant l'axe Ox .

On appelle configuration en U un système formé par un fil central et deux fils latéraux symétriques par rapport au fil central (Fig.1.8 (a)). Comme nous l'avons vu précédemment, le fil central permet, en ajoutant un champ homogène externe, de piéger les atomes à une hauteur h dans le plan transversal. Les fils latéraux vont créer des champs magnétiques qui se compensent au centre du fil central. Au voisinage de ce point, il existe un zéro de champ magnétique. Avec un développement limité au premier ordre du champ magnétique, on démontre qu'au voisinage de ce point que le champ croît linéairement avec les trois coordonnées de l'espace. Ceci montre que le champ est quadrupolaire.

Pour modéliser le champ total produit par une telle structure, nous considérons un fil central de longueur finie L_c et infiniment fin. Cette hypothèse est valable tant que les atomes sont piégés suffisamment loin du fil (voir paragraphe 1.2.5, page 16). Les extrémités du conducteur central sont terminées par des fils de longueurs semi-infinies. Cette structure est parcourue par un courant I_U et nous ajoutons un champ homogène B_{Biais} dans la direction Ox . Sur la figure Fig.1.9, nous avons représenté le module du champ suivant les directions de l'espace. La structure est traversée par un courant $I_U = 1$ A et le champ homogène a pour valeur $B_{Biais} = 5$ G. Le minimum du champ se trouve à une hauteur $y_{min} = 317 \mu\text{m}$ (Fig.1.9 (a)). Le champ homogène déplace le minimum suivant

l'axe Ox qui se trouve alors à la position $x_{min} = 162 \mu\text{m}$. Sur les figures Fig.1.9 (b) et (d), sont représentées deux coupes du module du champ total suivant les plans (Oxy) et (Oyz) . On visualise clairement la forme en "cigare" que va adopter le nuage d'atomes lors du chargement dans ce piège quadrupolaire.

Par ailleurs, on peut estimer les gradients de chaque composante du champ quadrupolaire $\mathbf{B}(\mathbf{r})$:

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}) = \begin{pmatrix} B'_x x \\ B'_y y \\ B'_z z \end{pmatrix} \quad (1.16)$$

où B'_x , B'_y et B'_z sont les gradients du champ dans les directions Ox , Oy et Oz . Au voisinage du minimum on peut écrire que les gradients transverses sont pratiquement égaux $B'_x \approx -B'_y$, et peuvent être calculés à partir de l'équation pour un fil infini :

$$B' = \frac{\mu_0 I}{2\pi r_{min}^2} \quad (1.17)$$

où $r_{min} = \sqrt{x_{min}^2 + y_{min}^2}$ est la distance entre le fil et le minimum de champ. Comme le confinement dans l'axe longitudinal du fil central est plus faible, on a $B'_z \ll B'_x, -B'_y$. Un développement limité au premier ordre en z de la composante axiale du champ créé par les bras du fil en U permet d'établir une expression analytique approchée du gradient longitudinal du champ magnétique, qui s'écrit :

$$B'_z = \frac{\mu_0 I_U}{32\pi} \frac{L_c r_{min}}{\left(\left(\frac{L_c}{2}\right)^2 + r_{min}^2\right)^2} \quad (1.18)$$

Cette approximation reste valable tant que la distance entre le fil et les atomes est très petite devant l'extension du fil central $y_{min} \ll L_c$. Les gradients de champ ont pour valeurs $B'_x \approx -B'_y \approx 157 \text{ G/cm}$ et $B'_z \approx 2.3 \text{ G/cm}$, pour un courant dans le fil $I_U = 1 \text{ A}$ et $B_{Biais} = 5 \text{ G}$.

Remarque

Dans toutes les expériences sur puces, les atomes sont pré-refroidis grâce à un piège magnéto-optique (P.M.O). On entend par piège-magnéto-optique l'effet combiné d'une force de pression radiative, créée par un ensemble de faisceaux lasers désaccordé vers le rouge de la transition atomique, et d'une force de rappel d'origine magnétique. Ainsi, la combinaison de faisceaux lasers contra-propageants de polarisations et de circularités adaptées aux axes propres du champ quadrupolaire donne lieu à un piège magnéto-optique. Initialement, les atomes sont piégés dans un premier P.M.O dont le champ quadrupolaire est créé par un ensemble de bobines ou bien par un U macroscopique comme dans notre expérience (cf Chap.2, Sec.2.2.3, page 37). Il est généralement appelé P.M.O externe. Les atomes sont ensuite transférés dans le P.M.O dont le champ quadrupolaire est cette fois-ci créé par le U de la microstructure. L'existence de ce P.M.O sur la puce est nécessaire pour transférer efficacement les atomes du P.M.O externe vers le piège conservatif de Ioffe-Pritchard que nous allons voir dans le prochain paragraphe.

Piège en Z : piège Ioffe-Pritchard

Cette configuration est utilisée pour s'affranchir du minimum local nul, et ainsi éviter les pertes d'atomes par basculement de spin, tout en ayant un confinement tridimensionnel. Son principe a été proposé pour la première fois par Ioffe pour le confinement

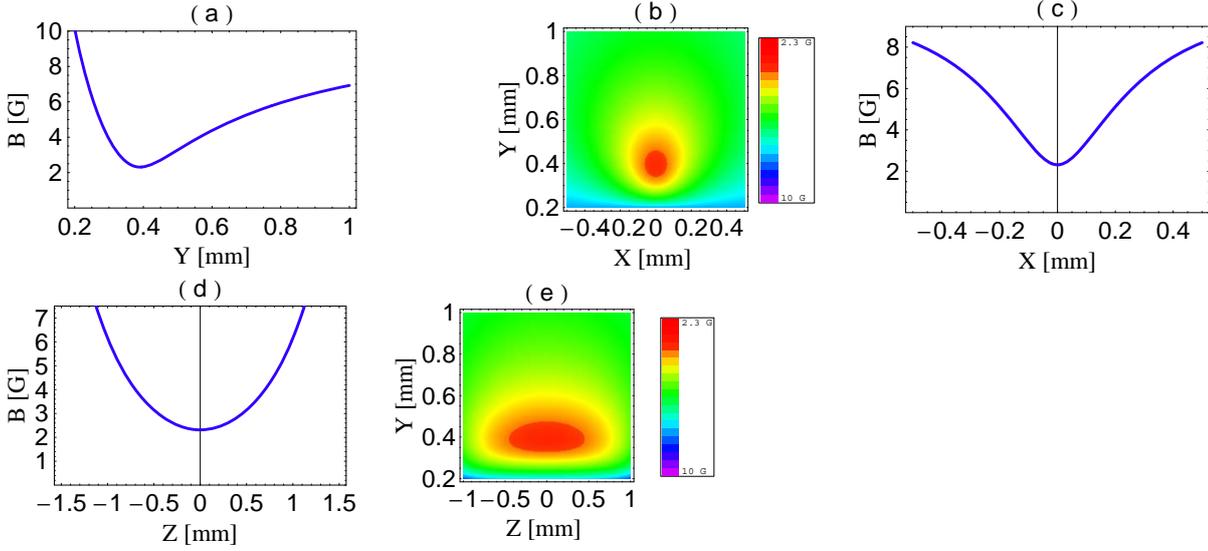


FIGURE 1.10 – Profils du champ magnétique créé par un fil en Z , avec des champs homogènes $B_{Biais} = 10$ G et $B_{hom}^z = 1$ G, suivant les axes Oy (a), Ox (c) et Oz (e), et coupes dans les plans (Oxy) et (Oyz) . Le conducteur est parcouru par un courant $I_Z = 2$ A et le Biais est orienté suivant l'axe Ox .

de plasma [46], puis par Pritchard en 1983 [47] pour le piégeage d'atomes neutres. La version originale utilisée par Pritchard consiste à superposer un champ quadrupolaire et un champ magnétique homogène ayant une légère courbure longitudinale pour obtenir un minimum non nul tridimensionnel. Ce type de piège peut être réalisé par des bobines externes ("Pinch") combinées à des barres de Ioffe. Pour les puces atomiques, le piège de Ioffe-Pritchard est formé par une géométrie en forme de Z (Fig.1.8 (b)). Le piège est obtenu en ajoutant au champ produit par le fil central du Z , un champ homogène perpendiculaire au fil central pour le confinement radial. Le confinement longitudinal est assuré par deux barres latérales dont le courant dans chacune des barres circule dans le même sens.

Considérons une configuration en Z formée par des conducteurs infiniment minces et traversés par un courant I_Z . La barre centrale a pour longueur L_c . On ajoute au champ créé par ce conducteur un champ homogène B_{Biais} . Les fils latéraux sont infinis et ils créent un champ dont le minimum non nul est localisé en $x = z = 0$ (Fig.1.10 (c)-(d)). Comme le montrent les courbes de la figure 1.10, on s'affranchit du zéro de champ que nous avons avec la configuration en U, et ceci juste en changeant l'orientation d'un fil latéral. On peut ajouter un champ directeur constant B_{hom}^z suivant l'axe du fil central (Oz) pour augmenter la valeur du champ au minimum local suivant l'axe Oy car celui est en général trop faible pour limiter les pertes par basculement de spin dues aux bruits techniques [14].

Autour du minimum de potentiel, on peut développer le champ magnétique total au premier ordre :

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}) = \begin{pmatrix} b'_c (y - h) \\ b'_c x + b'_Z z \\ b'_Z y + B_{hom}^z \end{pmatrix} \quad (1.19)$$

où h est la hauteur du piège par rapport au fil, $b'_c = \frac{\mu_0 I_Z}{\pi h^2}$ et $b'_Z = \frac{\mu_0 I_Z}{\pi L_c^2}$ sont les gradients produits respectivement par le conducteur central et les conducteurs latéraux, et B_{hom}^z

est un champ homogène que nous pouvons ajouter suivant l'axe du fil central et qui vaut typiquement $B_{hom}^z = 1$ G. Le module du champ sur l'axe Oy peut s'écrire :

$$|\mathbf{B}|^2 = b'_c (y - h)^2 + (b'_Z y + B_{hom}^z)^2 \quad (1.20)$$

L'expression 1.20 montre que le champ contient un terme correctif $b'_Z y + B_{hom}^z$ dû à la présence des barres latérales. Le minimum n'est plus en $y_{min} = h$ mais à :

$$y_{min} = h - \frac{b'_Z h + b'_Z B_{hom}^z}{b'_Z + b'_c} \quad (1.21)$$

Pour un fil de longueur $L_c = 3$ mm parcouru par un courant $I_Z = 2$ A, et en ajoutant un champ homogène $B_{Biais} = 10$ G, une application numérique nous donne $y_{min} \approx 398$ μm , soit un déplacement vers le fil $\delta h = y_{min} - h = -1.92$ μm . On peut enfin calculer les fréquences propres du piège définies par :

$$\omega_i = \sqrt{\frac{m_F g_F \mu_B}{m} \frac{\partial^2 B}{\partial x_i^2}} \quad \text{où} \quad x_i = \{x', y, z'\} \quad (1.22)$$

où x_i sont les coordonnées dans le nouveau repère (O, x', y, z') . En effet, l'axe du piège fait un petit angle avec le fil central¹. Ces nouveaux axes sont déterminés en diagonalisant la matrice Hessienne (matrice aux dérivées partielles du champ magnétique). Les fréquences d'oscillations sont proportionnelles à la courbure du champ. Ces courbures sont données par :

$$\frac{\partial^2 B}{\partial x_\perp^2} = \frac{4\pi^2 B_{Biais}^4}{\mu_0^2 I_Z^2 B_{hom}^z} \quad (1.23)$$

et

$$\frac{\partial^2 B}{\partial z'^2} = \frac{3\mu_0^2 I_Z^2}{2\pi^2 B_{Biais} L_c^4} \quad (1.24)$$

Typiquement, avec un fil central de longueur $L_c = 3$ mm et avec $I_Z = 2$ A, $B_{Biais} = 10$ G, $B_{hom}^z = 1$ G, on obtient des fréquences de l'ordre $\omega_\perp \approx 3.2$ kHz suivant l'axe radial, et $\omega_z \approx 4.4$ Hz suivant l'axe longitudinal du piège.

Nous venons de voir le principe général du confinement d'atomes avec un piège magnétique. Nous avons en particulier étudié les différentes configurations généralement utilisées dans les puces à atomes. Notons qu'une étude détaillée se trouve dans le manuscrit de thèse de C. Aussibal [48] et une revue complète sur les microstructures peut être trouvée dans les références [49, 50]. Nous allons maintenant nous tourner vers le principe général de la détection d'un atome avec une cavité optique. Nous dégagerons les paramètres essentiels à retenir tout au long de ce manuscrit.

1.3 Détection d'atomes avec une cavité

Dans cette section nous allons donner les relations utiles pour la détection d'atomes avec une cavité. Celles-ci nous serviront à dégager les paramètres essentiels pour établir une expression de la détectivité. Nous appellerons détectivité le rapport signal sur bruit.

1. Ici nous supposons toujours que $h \ll L_c$, ce qui permet de négliger l'angle $\alpha = b'_Z/b'_c = (h/L_c)^2$

Cette partie va nous permettre de répondre à la question suivante : comment détecter un atome avec un maximum de rapport signal sur bruit ? Nous nous intéresserons uniquement au cas où le faisceau laser et la cavité sont à résonance avec l'atome. Notons que le cas dispersif (détection hors résonance) peut être également envisagé pour la détection de l'atome.

1.3.1 Système Atome-Cavité : Couplage Atome-Champ

Paramètres du système atome-champ

Nous allons ici introduire les paramètres de chaque système intervenant pour détecter un atome avec une cavité optique.

Atome : On considère un atome comme un système à deux niveaux avec un état fondamental $|f\rangle$ et d'un état excité $|e\rangle$. La pulsation de la transition entre ces deux états est notée ω_A . On note Γ la demi-largeur naturelle de l'état excité $|e\rangle$.

Cavité : On considère également une cavité optique monomode dont la pulsation de résonance est notée ω_C . Cette cavité est caractérisée essentiellement par deux paramètres importants :

- la finesse qui caractérise les pertes totales optiques de cette cavité. Il existe plusieurs canaux possible menant à la dissipation de la lumière. On distingue les pertes par transmission des miroirs, les pertes par diffusion liées aux imperfections des surfaces réfléchissantes, les pertes par absorption et les pertes par diffraction. D'une manière simple, on peut définir la finesse comme :

$$\mathcal{F} = \frac{ISL}{2\kappa} = \frac{ISL}{2(\kappa_T + \kappa_{pertes})} \quad (1.25)$$

où l' ISL est l'intervalle spectral libre de la cavité, et κ est la demi-largeur du mode. κ caractérise le taux de pertes totales et qui prend en compte le taux de pertes par transmission du miroir κ_T ainsi que les pertes par les autres processus² inclus dans κ_{pertes} .

- Le volume modal \mathcal{V}_m , qui traduit l'extension du champ électromagnétique $\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \mathbf{E}_0 f(\mathbf{r})$ dans la cavité et qui s'écrit :

$$\mathcal{V}_m = \iiint_V \epsilon(\mathbf{r}) \frac{|\mathbf{E}(\mathbf{r})|^2}{\max[\epsilon(\mathbf{r}) |\mathbf{E}_0|^2]} d\mathcal{V} = \iiint_V \epsilon(\mathbf{r}) |f(\mathbf{r})|^2 d\mathcal{V} \quad (1.26)$$

où $\epsilon(\mathbf{r})$ est la permittivité du milieu dans lequel se propage le champ électromagnétique, et $f(\mathbf{r})$ est le profil du mode dans la cavité.

Couplage atome-champ : Il s'agit du couplage entre l'atome et le champ intra-cavité. Il traduit l'intensité de l'interaction. Le couplage atome-champ est décrit par la pulsation de Rabi g à un photon dans le cadre de l'approximation dipolaire électrique qui est définie par :

$$g = \frac{\mathbf{d} \cdot \mathbf{E}_0}{2\hbar} \quad (1.27)$$

2. Nous les appellerons pertes intrinsèques.

où \mathbf{d} est le dipôle induit par le champ laser, \mathbf{E}_0 est l'amplitude du champ électrique à un photon :

$$|\mathbf{E}_0| = \sqrt{\frac{\hbar\omega_C}{2 n^2 \epsilon_0 \mathcal{V}_m}} \quad (1.28)$$

avec n l'indice du milieu dans lequel se propage le champ électrique.

Laser de pompage : On considère que cette cavité est injectée par un laser de pulsation ω_L avec un taux de pompage η . Nous définissons ici les désaccords respectifs entre le laser et la cavité $\Delta_C = \omega_L - \omega_C$, et le laser et l'atome $\Delta_A = \omega_L - \omega_A$.

Modèle semi-classique : équations de Maxwell-Bloch optiques

Dans le modèle que nous allons considérer, l'atome est traité dans le cadre la mécanique quantique comme un système à deux niveaux et le champ sera traité classiquement. On s'intéresse à l'évolution des éléments de la matrice densité ρ_{ij} puisque ici nous allons calculer les valeurs moyennes des grandeurs. Nous considérerons uniquement l'amplitude du champ cohérent intra-cavité décrit par la quantité complexe α , dont le module au carré peut être vu (au sens de l'optique quantique) comme le nombre moyen de photons présents dans la cavité. Les équations d'évolution de l'amplitude du champ cohérent, de la population et de la cohérence atomique s'écrivent [30] :

$$\frac{d\alpha}{dt} = (i\omega_C - \kappa)\alpha + g \rho_{ef} + \eta \quad (1.29)$$

$$\frac{d\rho_{ee}}{dt} = -2\Gamma\rho_{ee} + g (\alpha^* \rho_{ef} - \alpha \rho_{fe}) \quad (1.30)$$

$$\frac{d\rho_{fe}}{dt} = (-\Gamma - i\Delta_A)\rho_{fe} + g \alpha^* (\rho_{ff} - \rho_{ee}) \quad (1.31)$$

Lorsque le système atome-champ entre dans le régime stationnaire, l'amplitude du champ intra-cavité et la population atomique dans l'état excité $|e\rangle$ s'écrivent :

$$\alpha = \frac{\eta}{\left(\kappa + \frac{g^2\Gamma}{\Delta_A^2 + \Gamma^2 + 2g^2N}\right) - i\left(\Delta_C - \frac{g^2\Delta_A}{\Delta_A^2 + \Gamma^2 + 2g^2N}\right)} \quad (1.32)$$

$$\rho_{ee} = \frac{g^2N}{\Delta_A^2 + \Gamma^2 + 2g^2N} \quad (1.33)$$

où $N = |\alpha|^2$ est le nombre moyen de photons intra-cavité. A faible saturation $\Gamma^2 \gg 2g^2N$, les équations 1.32 et 1.33 se réduisent à :

$$\alpha = \frac{\eta}{\left(\kappa + \frac{g^2\Gamma}{\Delta_A^2 + \Gamma^2}\right) - i\left(\Delta_C - \frac{g^2\Delta_A}{\Delta_A^2 + \Gamma^2}\right)} \quad (1.34)$$

$$\rho_{ee} = \frac{g^2N}{\Delta_A^2 + \Gamma^2} = \frac{g^2}{\Delta_A^2 + \Gamma^2} \frac{\eta^2}{\left(\kappa + \frac{g^2\Gamma}{\Delta_A^2 + \Gamma^2}\right)^2 + \left(\Delta_C - \frac{g^2\Delta_A}{\Delta_A^2 + \Gamma^2}\right)^2} \quad (1.35)$$

Nous pouvons réécrire α sous la forme d'un module $|\alpha|^2$ et d'une phase ψ :

$$\alpha = |\alpha| \exp i\psi = \sqrt{N} \exp i\psi \quad (1.36)$$

alors la relation (1.34) devient :

$$\sqrt{N} = |\alpha| = \frac{\eta}{\sqrt{(\kappa + \frac{g^2\Gamma}{\Delta_A^2 + \Gamma^2})^2 + (\Delta_C - \frac{g^2\Delta_A}{\Delta_A^2 + \Gamma^2})^2}} \quad (1.37)$$

et,

$$\psi = \arctan\left[\frac{\Delta_C(\Delta_A^2 + \Gamma^2) - g^2\Delta_A}{\kappa(\Delta_A^2 + \Gamma^2) + g^2\Gamma}\right] \quad (1.38)$$

Au regard des relations 1.37 et 1.38, la présence d'un atome a une influence à la fois sur l'intensité, mais aussi sur la phase du champ intra-cavité. Par ailleurs, l'atome est également influencé par le champ (éq.1.35). En effet, le champ peut exciter les atomes, mais également induire un déplacement lumineux des niveaux d'énergies qui permet de piéger les atomes dans un potentiel [51].

1.3.2 Défectivité : le rapport signal à bruit

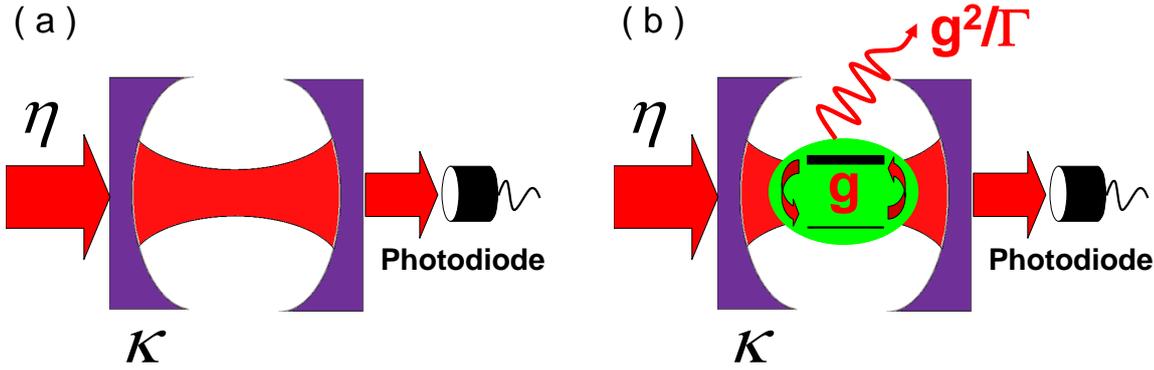


FIGURE 1.11 – Schémas symbolisant une cavité optique vide (a) et une cavité en présence d'un atome (b). La cavité est caractérisée par ses pertes totales κ et elle est injectée par un laser avec un taux de pompage η . Lorsqu'un atome est présent dans la cavité, il se couple avec le champ électrique intra-cavité avec un taux de couplage g . A résonance ($\Delta_C = \Delta_A = 0$) l'atome diffuse les photons en dehors de la cavité avec un taux g^2/Γ . Le signal optique transmis par la cavité est mesuré par une photodiode.

Nous avons précédemment posé les relations permettant de déterminer l'amplitude du champ et la population dans l'état excité. Nous pouvons à présent établir le rapport signal à bruit en fonction des paramètres du système atome-champ.

Considérons une cavité symétrique (c'est à dire que les miroirs ont des réflectivités identiques) injectée par un faisceau laser avec un taux de pompage η . Nous allons toujours considérer le cas où le laser est à résonance avec la cavité et avec l'atome ($\Delta_C = \Delta_A = 0$). Nous remarquons tout de suite qu'à résonance, l'atome ne perturbe pas la phase du champ dans la cavité puisque sa partie imaginaire est nulle $\Im m[\alpha] = 0$.

Le calcul du rapport signal sur bruit nécessite de connaître l'expression du nombre de photons qui sont transmis par la cavité puis détectés par une photodiode (Fig.1.11). Le nombre de photons détectés pendant un temps τ s'écrit dans le cas d'une cavité symétrique :

$$\mathcal{N} = N\kappa_T\tau\zeta \quad (1.39)$$

où $N = |\alpha|^2$ est le nombre de photons intra-cavité, κ_T est le taux de transmission des miroirs, et ζ est le rendement quantique de la photodiode. L'amplitude du champ intra-cavité à résonance ($\Delta_C = 0$) en absence d'atome dans la cavité s'écrit simplement :

$$\alpha^0 = \frac{\eta}{\kappa} \quad (1.40)$$

Si un atome est présent dans la cavité et que le laser est aussi à résonance avec la transition atomique ($\Delta_A = 0$), l'amplitude du champ intra-cavité s'écrit alors :

$$\alpha = \frac{\eta}{\kappa + \frac{g^2\Gamma}{2g^2N + \Gamma^2}} \quad (1.41)$$

Nous voyons facilement que le champ intra-cavité en présence d'un atome est différent du champ sans atome (1.40), c'est donc cette différence que nous chercherons à mesurer expérimentalement. La présence d'un atome va donc modifier le champ intra-cavité, ce qui a pour effet de changer le nombre de photons détectés $\mathcal{N}_{Dét}$. Le rapport signal à bruit \mathcal{S} est défini par [30] :

$$\mathcal{S} = \frac{\mathcal{N}_{Dét}^0 - \mathcal{N}_{Dét}}{\sqrt{\mathcal{N}_{Dét}}} \quad (1.42)$$

où $\mathcal{N}_{Dét}^0$ est le nombre de photons détectés lorsque la cavité est vide d'atomes. Nous nous intéressons donc à la différence du nombre de photons détectés pendant un temps τ avec et sans atome dans la cavité. Cette différence doit être comparée au bruit quantique de la mesure, c'est à dire à la largeur $\sqrt{\mathcal{N}}$ d'une distribution Poissonienne du nombre de photons détectés.

Faible saturation

Plaçons nous dans la limite de faible saturation atomique $2g^2N \ll \Gamma^2$, le nombre de photons intra-cavité $N = |\alpha|^2$ se simplifie :

$$N = \frac{\eta^2}{\left(\kappa + \frac{g^2}{\Gamma}\right)^2} \quad (1.43)$$

L'intensité du champ sera atténuée de $1 + g^2/\kappa\Gamma$ lorsque l'atome est présent dans la cavité. Physiquement, l'atome diffuse les photons en dehors de la cavité avec un taux g^2/Γ . Dans cette limite de faible saturation le rapport signal à bruit \mathcal{S} s'écrit :

$$\mathcal{S} = \frac{\eta}{\kappa} \sqrt{\kappa_T \tau \zeta} \frac{\left(1 + \frac{g^2}{\kappa \Gamma}\right)^2 - 1}{1 + \frac{g^2}{\kappa \Gamma}} \quad (1.44)$$

L'équation 1.44 se simplifie dans les cas limites suivant :

$$\mathcal{S} = \frac{\kappa_T}{\kappa} \eta \sqrt{\frac{\tau \zeta}{\kappa_T}} \frac{g^2}{\kappa \Gamma} \quad \text{pour} \quad \frac{g^2}{\kappa \Gamma} \gg 1 \quad (1.45)$$

$$\mathcal{S} = 2 \frac{\kappa_T}{\kappa} \eta \sqrt{\frac{\tau \zeta}{\kappa_T}} \frac{g^2}{\kappa \Gamma} \quad \text{pour} \quad \frac{g^2}{\kappa \Gamma} \ll 1 \quad (1.46)$$

Dans les deux cas, le rapport signal à bruit dépend linéairement du taux de pompage η , et augmente comme la racine carrée du temps d'intégration τ . Par contre, la détectivité

se dégrade à cause des pertes κ_T/κ . Le paramètre $g^2/\kappa\Gamma$ est appelé coopérativité pour un atome, il est souvent noté \mathcal{C} . Le rapport signal à bruit est proportionnel à \mathcal{C} . Physiquement, l'inverse de la coopérativité \mathcal{C}^{-1} peut être vu comme *le nombre d'atomes nécessaires pour perturber la cavité*. On peut réécrire la coopérativité comme :

$$\mathcal{C} = 4 \frac{\mathcal{F} \sigma_{abs}}{2\pi A} \quad (1.47)$$

où \mathcal{F} est la finesse de la cavité, $\sigma_{abs} = 3\lambda^2/2\pi$ est la section efficace d'absorption à résonance de l'atome, et A est la section du mode intra-cavité. On remarque que même avec de modestes finesesses, on peut avoir une grande coopérativité à condition que l'aire du mode soit très petite. Nous constatons que ce paramètre dépend essentiellement des caractéristiques de la cavité. Pour illustrer l'influence d'un atome sur le signal optique transmis, nous avons calculé la transmission de la cavité en fonction du désaccord Δ_C (Fig.1.12). Le graphique (a) montre le spectre en transmission sans atome dans la cavité

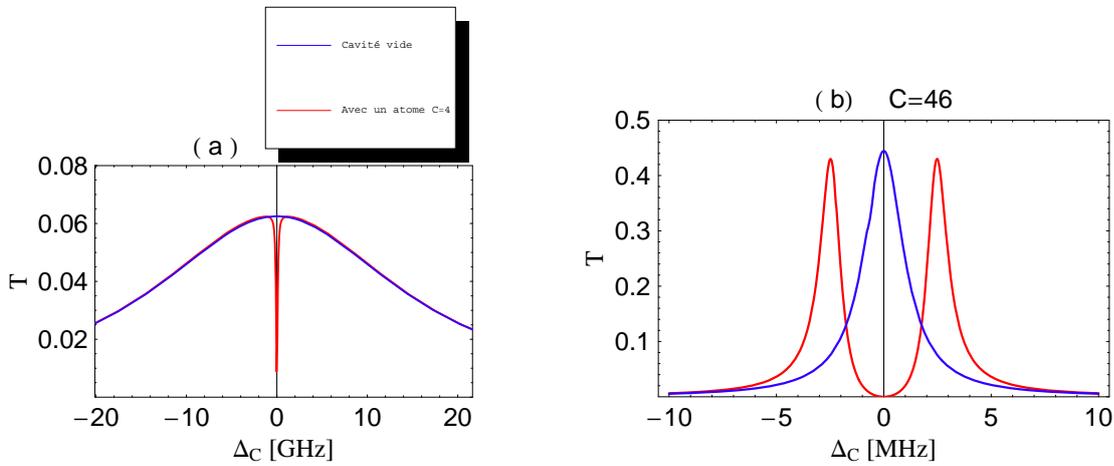


FIGURE 1.12 – Evolution de la transmission de la cavité en fonction du désaccord Δ_C pour une cavité vide d'atome (courbes bleues) et pour une cavité en présence d'un atome (courbes rouges). La figure (a) montre l'effet d'un atome sur la cavité lorsque les pertes κ de la cavité dominent le couplage atome-champ g . La coopérativité associée est de l'ordre de $\mathcal{C} = 4$. La figure (b) montre l'effet d'un atome sur la cavité lorsque le couplage atome-champ domine les taux de dissipation du système atome-champ κ et Γ . La coopérativité associée est de $\mathcal{C} = 46$.

et avec un atome présent pour les paramètres $\kappa/2\pi = 2.65$ GHz, $g = 180$ MHz, $\Gamma/2\pi = 3$ MHz, ce qui donne $\mathcal{C} = 4$. Lorsqu'un atome se couple au champ intra-cavité, il s'en suit une variation de la transmission de la cavité qui chute d'un facteur $1/(1+\mathcal{C})^2$ par rapport à la cavité vide (à $\Delta_C = 0$). Ainsi, plus la coopérativité est importante et plus la chute de la transmission à résonance est importante. Dans ce cas, la largeur de la résonance est telle que $\kappa \gg g$, ce qui explique la faible largeur de la raie à $\Delta_C = 0$. Par contre, dans le cas où $\kappa < g$, on constate que le pic central est séparé en deux en présence d'un atome. L'effet de l'atome sur le signal transmis est plus marqué car la coopérativité est de $\mathcal{C} \approx 46$. Nous venons de voir que la coopérativité est le paramètre pertinent, qui caractérise l'effet d'un atome sur le signal transmis, et qui intervient donc dans le rapport signal à bruit.

Forte saturation

Considérons maintenant le cas limite de forte saturation $2g^2N \gg \Gamma^2$. Le rapport signal à bruit devient :

$$\mathcal{S} = \frac{\Gamma}{\eta} \sqrt{\kappa_T \tau \zeta} \quad (1.48)$$

Le rapport signal à bruit décroît quand le taux de pompage η augmente. La relation 1.48 a été établie dans le régime de faible saturation, et augmenter le taux de pompage va, à partir d'un certain seuil, saturer la population atomique (éq.1.35) puisque l'atome ne peut diffuser des photons qu'avec un taux Γ .

Nombre de photons spontanés

Le nombre de photons spontanés que l'atome émet pendant le temps de mesure τ s'écrit :

$$\mathcal{N}_{sp} = 2\Gamma\tau\rho_{ee} \quad (1.49)$$

L'expression 1.49 se simplifie dans la limite de faible saturation $2g^2N \ll \Gamma^2$:

$$\mathcal{N}_{sp} = \frac{2\eta^2\tau}{\kappa} \frac{\frac{g^2}{\kappa\Gamma}}{\left(1 + \frac{g^2}{\kappa\Gamma}\right)^2} \quad (1.50)$$

Considérons les cas évoqués précédemment : les régimes de fort et de faible couplage. Le nombre de photons spontanés émis tend vers :

$$\mathcal{N}_{sp} = \frac{2\eta^2\tau}{\kappa} \frac{g^2}{\kappa\Gamma} \quad \text{pour} \quad \frac{g^2}{\kappa\Gamma} \ll 1 \quad (1.51)$$

$$\mathcal{N}_{sp} = \frac{2\eta^2\tau}{\kappa} \left(\frac{g^2}{\kappa\Gamma}\right)^{-1} \quad \text{pour} \quad \frac{g^2}{\kappa\Gamma} \gg 1 \quad (1.52)$$

Pour limiter le nombre de photons spontanés, nous avons intérêt à diminuer le taux de pompage. Dans le cas de couplage fort et pour un taux de pompage donné, l'émission spontanée évolue comme $\mathcal{N}_{sp} \propto 1/\mathcal{C}$. Dans le cas de couplage fort, le nombre de photons émis spontanément est fortement réduit.

Ordres de grandeurs

A présent, pour se donner quelques ordres de grandeurs, considérons une cavité optique injectée avec 398 photons/ μs . On suppose que la largeur du mode par transmission est de $\kappa_T = 2\pi \cdot 1$ MHz. On ajoute des pertes par absorption, ou par diffusion $\kappa_{pertes} = 2\pi \cdot 6$ MHz. Nous cherchons à détecter des atomes de ^{87}Rb dont la largeur de la transition D_2 est de $2\Gamma = 2\pi \cdot 6$ MHz. Le couplage avec le champ est de l'ordre $g = 2\pi \cdot 12$ MHz [30]. On effectue la détection pendant un temps de l'ordre $\tau = 10 \mu\text{s}$ avec une efficacité quantique de $\zeta = 60\%$. Le rapport signal à bruit avec ces paramètres est de l'ordre de $\mathcal{S} \approx 19$. Pendant la durée de la détection l'atome aura émis $\mathcal{N}_{sp} \approx 16$ photons.

La coopérativité

Nous avons vu que les relations précédentes font toujours intervenir la coopérativité, qui est le paramètre pertinent pour le rapport signal à bruit. Une des possibilités pour augmenter la détectivité est donc d'améliorer la coopérativité. Ce paramètre dépend essentiellement des caractéristiques de la cavité et s'écrit $\mathcal{C} = \frac{4\mathcal{F}}{2\pi} \frac{\sigma_{abs}}{A}$. Nous pouvons donc obtenir des grandes valeurs de coopérativités avec une cavité de faible finesse, en ayant un volume modal très petit. Ceci justifie, avec l'intégrabilité, l'intérêt de miniaturiser les cavités. Plusieurs types de microcavités sont envisagés pour la détection d'atomes uniques dans le régime de fort couplage :

– Cavités à cristaux photoniques

C'est une micro cavité bidimensionnelle, structurée sur un substrat semiconducteur, formée de "trous d'air" ou défauts. Le rayon de ces défauts diminue graduellement vers le centre de la cavité, ce qui assure le guidage et le confinement du champ optique par l'effet combiné de la réflexion des miroirs de Bragg et de la réflexion totale interne [52]. L'intérêt de cette cavité monolithique de facteur de qualité \mathcal{Q} est qu'il est possible d'avoir de faibles volumes modaux conduisant à de très grandes coopérativités $\mathcal{C} \propto \mathcal{Q}/\mathcal{V}_m \approx 10^4$ [53]. Le problème de ce type de résonateur est que pour le moment on ne se sait pas coupler un atome avec le champ. Ce système est probablement mieux adapté pour des boîtes quantiques.

– Microsphères

Ce sont des cavités sphériques qui supportent des modes de galeries. De grands facteurs de qualité ont été atteints par les microsphères en silice [54, 55]. Sur une plage de $630 \text{ nm} - 850 \text{ nm}$, les microsphères peuvent atteindre des facteurs de qualité de l'ordre $\mathcal{Q} \approx 8 \cdot 10^9$ correspondant à une finesse de l'ordre de $\mathcal{F} \approx 2.3 \cdot 10^6$ [54, 55]. De tels facteurs de qualité font des microsphères de bonnes candidates pour l'électrodynamique quantique en cavité [56, 57, 58]. Le problème est que le champ maximum se trouve à l'intérieur de la sphère, et donc un atome n'interagira qu'avec l'onde évanescente. Une étude détaillée des microsphères sur puces atomiques peut être trouvée dans la référence [59].

– **Micro-disques** Ce sont des cavités bidimensionnelles apparentées aux microsphères, dans le sens où elles supportent des modes de galeries [60, 61]. Les atomes interagissent avec l'onde évanescente à la périphérie du résonateur. Bien que le maximum du champ se trouve à l'intérieur du diélectrique, ces micro résonateurs atteignent le régime de couplage fort. A $\lambda = 852 \text{ nm}$, ces microdisques en SiN ont des facteurs de qualité de l'ordre de $\mathcal{Q} \approx 3 \cdot 10^6$ et un volume modal $\mathcal{V}_m = 12 (\lambda/n)^3 \approx 0.93 \mu\text{m}^3$ ce qui donne des paramètres de l'ordre de $[g, \kappa, \mathcal{C}] = [1.5 \text{ GHz}, 180 \text{ MHz}, 7692]$.

– Micro-cavités Fabry-Pérot

Généralement, ce sont des cavités concaves [31, 27] ou plans concaves [32]. La cavité concave est formée par une fibre coupée en deux et où les extrémités sont constituées par des micromiroirs de grande réflectivité. L'espacement entre les miroirs est de l'ordre de $38.6 \mu\text{m}$ et le mode a pour waist $3.9 \mu\text{m}$. La finesse est de $3.7 \cdot 10^4$. Avec cette cavité les paramètres du système atome-cavité sont l'ordre de $[g, \kappa, \Gamma] = 2\pi [215 \text{ MHz}, 53 \text{ MHz}, 3 \text{ MHz}]$ ce qui permet d'être dans le régime de couplage fort (avec une coopérativité de $\mathcal{C} = 145$).

Pour la cavité plan concave, la finesse mesurée est de $\mathcal{F} = 270$, et les auteurs [32] ont déterminé les paramètres $[g, \kappa, \Gamma] = 2\pi [97 \text{ MHz}, 2 \cdot 10^3 \text{ MHz}, 3 \text{ MHz}]$ ce qui conduit à une coopérativité pour un atome de l'ordre de $\mathcal{C} = 1.42$.

Ainsi, avec ce dernier exemple, on constate que même avec une modeste coopérativité il est possible expérimentalement de détecter des atomes, puisque les auteurs détectent des atomes uniques avec un rapport signal à bruit de l'ordre $\mathcal{S} \approx 3$ sur un temps d'intégration de l'ordre de $\tau \approx 250 \mu\text{s}$.

Dans cette section nous avons vu que le rapport signal à bruit est proportionnel à la coopérativité. Ce paramètre dépend essentiellement des caractéristiques de la cavité : la

finesse et la section du mode. Nous chercherons à obtenir le couplage g le plus important possible, autrement dit avoir une cavité avec un volume modal le plus petit possible. Aussi, nous chercherons à limiter les pertes totales de la cavité κ , ce qui revient à optimiser la finesse \mathcal{F} de la cavité.

1.4 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présenté de manière générale la puce opto-atomique. Ce système est formé de deux blocs : la puce, qui permet de piéger et de manipuler des atomes, et une micro-cavité pour détecter des atomes. Nous avons rappelé le principe de piégeage d'atomes neutres avec des champs magnétiques. Puis, nous nous sommes intéressés aux éléments principaux de la puce permettant de piéger les atomes et de les guider. Nous avons vu le piège le plus simple, il s'agit du guide magnétique d'atomes, il nous permettra à terme de déplacer les atomes le long de la puce jusqu'à la cavité. Nous avons vu qu'il est possible d'avoir des pièges quadrupolaires tridimensionnels en forme de U et des pièges de Ioffé en forme de Z. Nous avons vu comment on pouvait détecter des atomes avec une cavité. Nous avons calculé le rapport signal à bruit, et nous avons montré qu'il est proportionnel à la coopérativité. Ce paramètre dépend essentiellement des paramètres de la cavité et il évolue comme $\mathcal{C} \propto \mathcal{F}/\mathcal{A}$. On peut alors augmenter la sensibilité de détection en optimisant ces paramètres.

Chapitre 2

Dispositif expérimental

Sommaire

2.1	Présentation générale	31
2.1.1	Le piège magnéto-optique	31
2.1.2	Passage en revue du dispositif expérimental	32
2.2	Système à vide	33
2.2.1	Groupe de pompage	34
2.2.2	Enceinte à vide : l'octogone	35
2.2.3	Sources de champ magnétique	36
2.2.4	Éléments divers	40
2.3	Système laser	45
2.3.1	Généralités sur les diodes lasers à cavité étendue	45
2.3.2	Laser maître	46
2.3.3	MOPA	47
2.3.4	Laser repompeur	49
2.3.5	Asservissement : montage d'absorption saturée	50
2.3.6	Configuration des faisceaux	51
2.4	Système d'imagerie	55
2.4.1	Principe	55
2.4.2	Montage	56
2.4.3	Image du nuage	57
2.5	Système de contrôle de l'expérience	57
2.5.1	Le séquenceur	57
2.5.2	Contrôle du dispositif expérimental	58
2.6	Conclusion	58

Dans ce chapitre nous présentons le dispositif que nous avons réalisé au cours de cette thèse. Le montage est prévu dans l'esprit d'accueillir des puces atomiques et de manipuler les atomes au voisinage de leur surface. L'enceinte à vide a été conçue pour avoir un grand accès optique pour les faisceaux et pour les éventuels systèmes optiques de détection de photons. Nous présentons le système laser que nous avons mis en place et utilisé pour obtenir un piège magnéto-optique externe. Après un bref rappel du piège magnéto-optique et du dispositif, nous présenterons dans le détail des différents éléments qui constituent ce montage.

2.1 Présentation générale

2.1.1 Le piège magnéto-optique

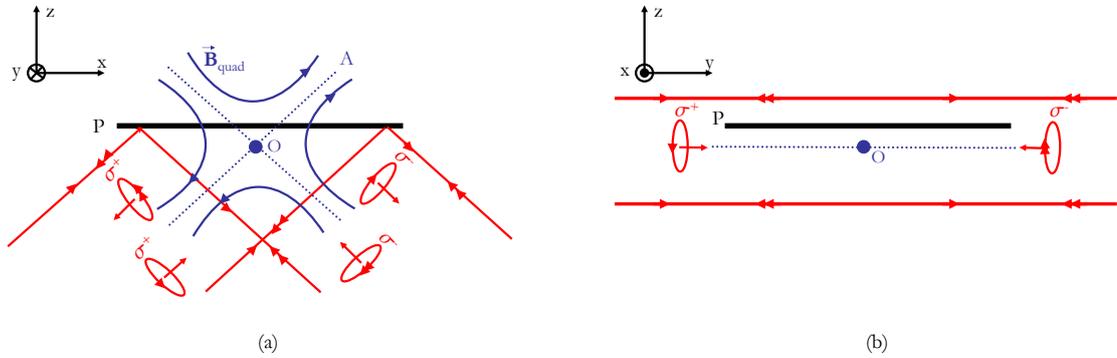


FIGURE 2.1 – Principe du piège magnéto-optique de surface. Sur la figure (a), deux faisceaux lasers superposés et contra-propageants ayant des polarisations circulaires d'hélicités σ^+ et σ^- frappant la surface réfléchissante P de la puce avec un angle de 45 degrés. Un champ quadrupolaire B_{quad} , dont les axes propres font un angle de 45 degrés par rapport au plan (P), est créé au niveau de la puce. Sur la figure (b) sont représentés, dans le plan de la puce, deux faisceaux lasers superposés et contra-propageants avec des polarisations circulaires d'hélicités σ^+ et σ^- . Le volume de capture de ce piège magnéto-optique est le volume défini par le croisement de ces quatre faisceaux lasers.

Le principe de la puce opto-atomique est de piéger des atomes froids dans un piège magnétique, puis de les transporter le long de la puce jusqu'au système de détection. La phase initiale de l'expérience consiste à pré-refroidir et à capturer des atomes à partir de la vapeur atomique. On utilise un type de piège appelé piège magnéto-optique (P.M.O). Traditionnellement, les atomes sont refroidis et capturés par un système formé de trois paires de faisceaux lasers contra-propageants et des bobines [62]. L'ensemble des faisceaux est décalé en fréquence vers le rouge par rapport à la transition fermée de l'atome. Les faisceaux contra-propageants ont des polarisations circulaires d'hélicités opposées. L'idée générale du piégeage magnéto-optique selon une dimension est la suivante : un atome éloigné de l'origine voit un champ magnétique non nul. Par effet Zeeman et à cause de la polarisation des faisceaux, il va être plus résonant avec l'un des faisceaux qu'avec l'autre. Par voie de conséquence, l'atome subit une force de pression de radiation totale non nulle. Si les polarisations des faisceaux sont bien choisies par rapport aux gradients de champ, cette force est une force de rappel qui tend à ramener l'atome vers l'origine.

L'existence d'une puce ne permet pas la mise en place de faisceaux laser dans les trois directions de l'espace. Toutefois, il est possible de réaliser un piège magnéto-optique en utilisant la puce atomique comme surface réfléchissante. Cette alternative qui découle du piège magnéto-optique traditionnel est souvent appelée piège magnéto-optique de surface. Le P.M.O de surface utilise non pas six faisceaux laser mais quatre seulement. Deux d'entre eux sont réfléchis sur la surface de la puce. Pour que le piégeage magnéto-optique fonctionne, il faut que les polarisations des faisceaux réfléchis soient adaptées aux gradients de champ magnétique. L'axe du quadrupole doit être orienté à 45° de la normale à la

surface de la puce. La figure 2.1 présente le principe du piège magnéto-optique de surface. Nous supposons ici l'existence d'un champ quadrupolaire \mathbf{B}_{quad} sans préciser son origine. La surface réfléchissante P de la puce fait un angle de 45° avec l'axe A du champ quadrupolaire. Deux faisceaux superposés et contra-propageants frappent la surface selon la direction des axes propres Fig.2.1(a). Les deux derniers faisceaux sont contra-propageants selon une direction parallèle à la surface, c'est à dire perpendiculaire au plan de la figure 2.1.

Si lors de la réflexion, le déphasage relatif entre les composantes longitudinale et orthogonale du champ électrique de l'onde lumineuse à la surface est négligeable, un faisceau incident de polarisation circulaire reste circulaire après réflexion, mais son hélicité est inversée (Fig.2.1(a)).

Le piège magnéto-optique de surface permet donc de piéger les atomes au voisinage d'une surface réfléchissante. Cependant, la présence de la puce réduit le volume de capture par rapport à un piège magnéto-optique traditionnel. En conséquence, le nombre d'atomes piégés dans le piège magnéto-optique de surface sera plus faible.

Jusqu'à présent nous n'avons pas précisé l'origine du champ magnétique quadrupolaire \mathbf{B}_{quad} . Souvenons nous que dans le premier chapitre nous avons abordé les différentes configurations de piégeage avec des conducteurs de courant. Nous avons vu qu'il est possible de générer un champ quadrupolaire avec un fil en forme de U et un champ magnétique homogène. Avec cette configuration, on confine les atomes dans les trois directions de l'espace. Le potentiel de piégeage est créé en faisant passer un courant dans la structure et en ajoutant au champ généré par celle-ci un champ magnétique homogène orienté selon la direction perpendiculaire à la barre centrale du U.

La particularité du montage que nous avons réalisé est la présence de deux structures en forme de U. L'une est micro fabriquée sur la puce, et l'autre de taille macroscopique est située sur la monture de la puce. On se sert de cette dernière pour le P.M.O "externe". Il est nécessaire de disposer d'un P.M.O externe car le volume de capture du piège magnéto-optique "microscopique" (créé par le U micro fabriqué sur la puce) est trop petit pour charger directement les atomes à partir d'une vapeur atomique. En outre, l'avantage du macro-U par rapport aux bobines, est qu'il est prévu pour être superposé au U de la puce. Le transfert des atomes du P.M.O externe vers celui de la puce devrait être facilité et plus efficace.

2.1.2 Passage en revue du dispositif expérimental

Le dispositif que nous avons réalisé est capable de refroidir et de piéger des atomes de ^{87}Rb . Ce montage est contrôlé par un ordinateur qui ordonne les séquences expérimentales et synchronise les événements de chaque élément de la table optique. Il permet de gérer des événements de trois échelles de temps : de l'ordre de quelques dizaines de microseconde (pour les impulsions d'imagerie), de quelques millisecondes (temps caractéristiques des délais des obturateurs mécaniques, temps de coupure des courants dans les bobines etc.), et les temps relativement plus longs de l'ordre de quelques secondes (temps de chargement du piège magnéto-optique). Par ailleurs, le montage expérimental comprend quatre ensembles distincts :

- Un système à vide composé d'une unique enceinte à vide et d'un groupe de pompage assurant un vide poussé dans l'enceinte. Les expériences se déroulent donc dans l'enceinte à vide où les atomes sont refroidis et piégés à partir d'une vapeur atomique. Les champs magnétiques sont produits par un ensemble de bobines, et un fil de cuivre macroscopique en forme de U permettant de réaliser un piège magnéto-optique, et qui sont également contenus dans l'enceinte.

- Un système laser composé deux sources lasers distinctes, l'une pour refroidir et l'autre pour repomper les atomes non résonants avec le premier laser (donc qui ne subissent plus de refroidissement). Les sources lasers sont munies d'un système d'asservissement.
- Un système optique pour le diagnostic des nuages froids (système d'imagerie et caméra).
- Un système de gestion temporelle des événements, et de l'acquisition de données. Ce système permet de contrôler un ensemble d'éléments disposés sur la table optique (obturateurs mécaniques, modulateurs acousto-optiques et la caméra) et de certains appareils d'alimentation.

2.2 Système à vide

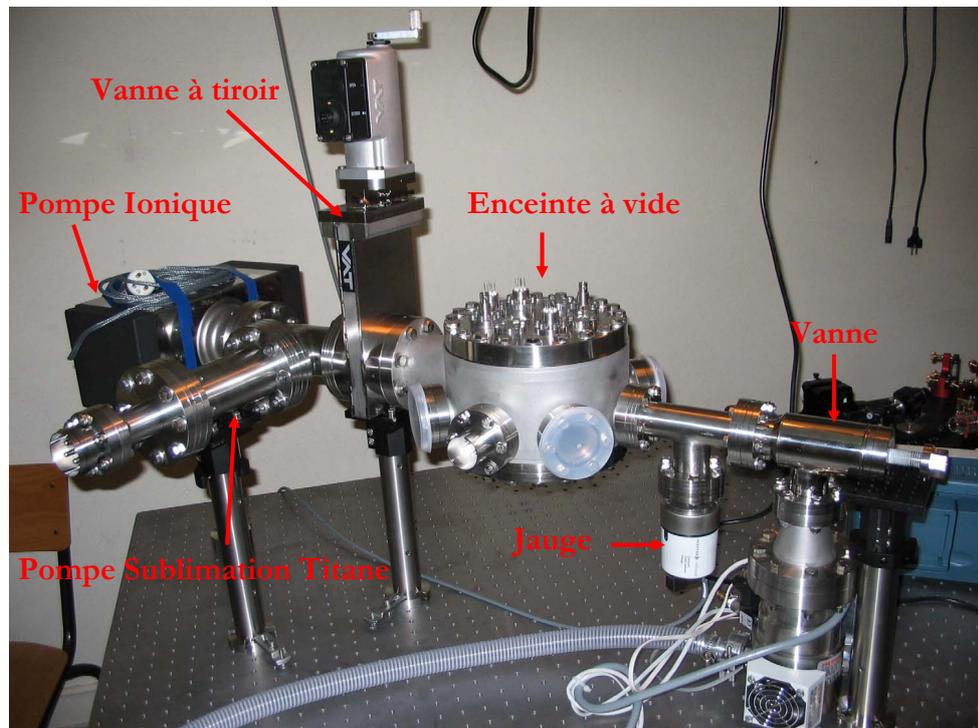


FIGURE 2.2 – Dispositif général du système à vide.

Le dispositif général du système à vide est présenté sur la figure 2.2. Il comprend un ensemble de deux pompes, l'une ionique et l'autre à sublimation de titane. Le système à vide dispose d'une vanne à tiroir ultravide qui permet d'isoler la zone de pompage de l'enceinte à vide. Cette vanne reste fermée lors des interventions à l'air sur l'enceinte à vide, évitant que le vide ne soit dégradé dans la zone de pompage. La pression est mesurée à l'aide d'une jauge de pression à cathode froide. Enfin, l'enceinte à vide peut être connectée, via une vanne à vis, à un groupe externe de pompage turbo-moléculaire afin d'assurer un vide secondaire de l'ordre de quelques 10^{-4} mBar dans l'enceinte avant d'amorcer la pompe ionique.

2.2.1 Groupe de pompage

Nous voulons obtenir pendant les séquences expérimentales des pressions de l'ordre de 10^{-10} mBar ($\sim 10^{-6}$ atomes/cm³) voire quelques 10^{-11} ($\sim 10^{-5}$ atomes/cm³) mBar dans l'enceinte à vide. Une solution pour atteindre ces très basses pressions est d'utiliser une pompe ionique et une pompe à sublimation titane (ou pompe à getter). L'avantage de ces pompes est qu'elles ne font aucune vibration et évitent une remise à l'air lors de coupures imprévues de courant, contrairement aux pompes mécaniques à refoulement.

Pompe ionique

La pompe ionique permet de pomper pratiquement tous les gaz. Elle se compose d'une anode et de deux cathodes en titane placées de chaque côté de l'anode. L'ensemble est maintenu dans un champ magnétique. On applique une tension continue de quelques kV entre l'anode et les cathodes. Il se produit alors une décharge électrique qui provoque l'ionisation des gaz. Les ions attirés viennent bombarder les cathodes en titane. Il en résulte ainsi une pulvérisation du titane qui forme des couches sur les parois et qui fixe les molécules à pomper en créant des composés chimiques stables (oxydes, nitrures, etc.). Nous utilisons la pompe *Varian VacIon Plus 55 Diode* de vitesse de pompage de l'ordre de $40 \text{ L}\cdot\text{s}^{-1}$ pour des pressions en dessous ou de l'ordre de 10^{-10} mBar. Cette pompe est alimentée à l'aide d'un contrôleur de courant de marque *MidiVac*.

Pompe à sublimation de titane

Cette pompe est activée de façon périodique pour améliorer de quelques ordres de grandeurs le vide dans l'enceinte. Il s'agit d'un ensemble de trois filaments torsadés qui, lorsque l'un d'entre eux est parcouru par un courant, sublime du titane par effet Joule qui se dépose sur les parois froides de l'enceinte. Les gaz à pomper qui tombent sur la couche de titane réagissent avec elle pour donner un composé chimique stable (nitrures, hydrures, oxydes, etc.). La getter à sublimation titane pompe presque tous les gaz et plus particulièrement le dihydrogène. Nous utilisons une getter de marque *Varian TSP* contrôlée par le dispositif *Varian Sublimation Controller* qui permet d'alimenter en courant périodiquement chacun des filaments.

Vanne à tiroir

Pour cloisonner la partie pompage de la partie enceinte à vide lors de la mise à l'air, nous utilisons la vanne à tiroir ultravide *VAT CF63*. Cette vanne peut éventuellement être contrôlée automatiquement.

Jauge de pression à cathode froide

Le principe de fonctionnement de la jauge à cathode froide est le suivant : on mesure le courant d'ions généré par une ionisation contrôlée. Ce courant est lié au nombre de molécules présentes et donc à la pression. L'ionisation se fait par un champ électrostatique à haute tension continue, et un champ magnétique est ajouté pour allonger les trajectoires des ions et des électrons afin d'augmenter la sensibilité vers les basses pressions. Nous utilisons la jauge *Pfeiffer IKR 270* qui permet une mesure dans la gamme $5\cdot 10^{-11}$ mBar- $1\cdot 10^{-2}$ mBar.

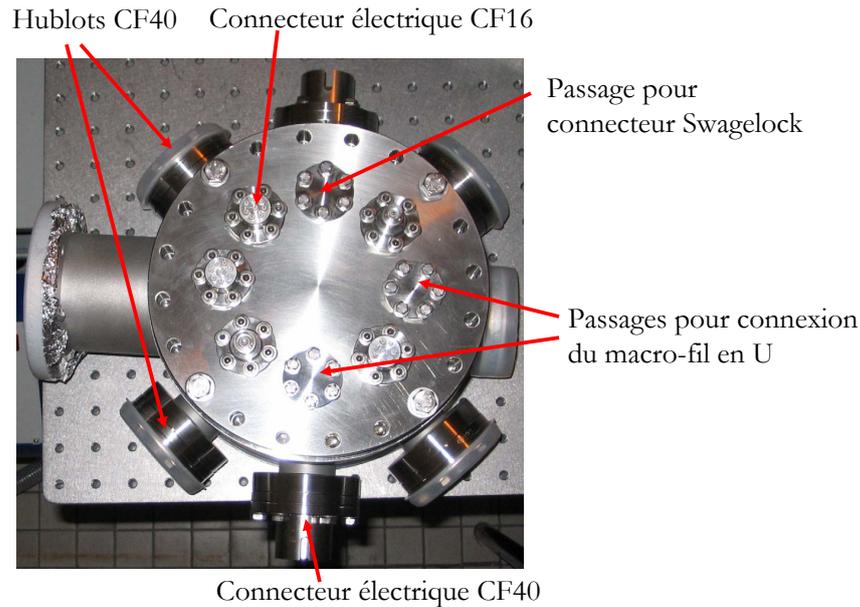


FIGURE 2.3 – Photographie de l'enceinte à vide : l'octogone. Sur le contour, l'octogone comprend quatre passages pour hublots traités antireflets à 780 nm et de deux passages électriques avec onze traversées électriques chacun. Sur la bride supérieure sont disposés les différents passages électriques. En dessous de l'enceinte se trouve un hublot CF160 traité antireflet à 780 nm.

2.2.2 Enceinte à vide : l'octogone

La chambre de science est en acier inoxydable de type 316 et de forme octogonale (Fig.2.3). Elle est composée de six connections ultravioletes de type CF40 disposées sur le contour. Nous en utilisons deux pour des passages électriques comprenant chacun 11 traversées électriques pour alimenter les bobines et le dispenser. Nous avons quatre connexions utilisées par des hublots traités antireflets à 780 nm pour faire passer les faisceaux lasers à travers l'enceinte. L'octogone a pour base inférieure un hublot de type CF160, traité antireflet à 780 nm, pour avoir un grand accès optique (notamment pour les faisceaux à 45°). La base supérieure est une bride CF160 en inox 316 sur laquelle est soudé un bloc de cuivre qui est prévu pour la monture de la puce.

La bride supérieure contient huit passages. Nous utilisons trois passages électriques pour connecter à la fois la puce, les sondes de température, et un élément Peltier. Deux autres traversées électriques, capables de supporter ~ 100 A, sont dédiés aux connexions électriques du macro-U. Nous avons réservé un passage pour un connecteur *Swagelock* utilisé pour faire passer une fibre optique.

Sur le côté vide de la bride est soudé un bloc de cuivre (à 99.99 %) en OFHC¹ (Fig.2.4). À l'extrémité de ce bloc de cuivre est collé un élément Peltier, puis une monture en nitrure de bore pour accueillir la puce.

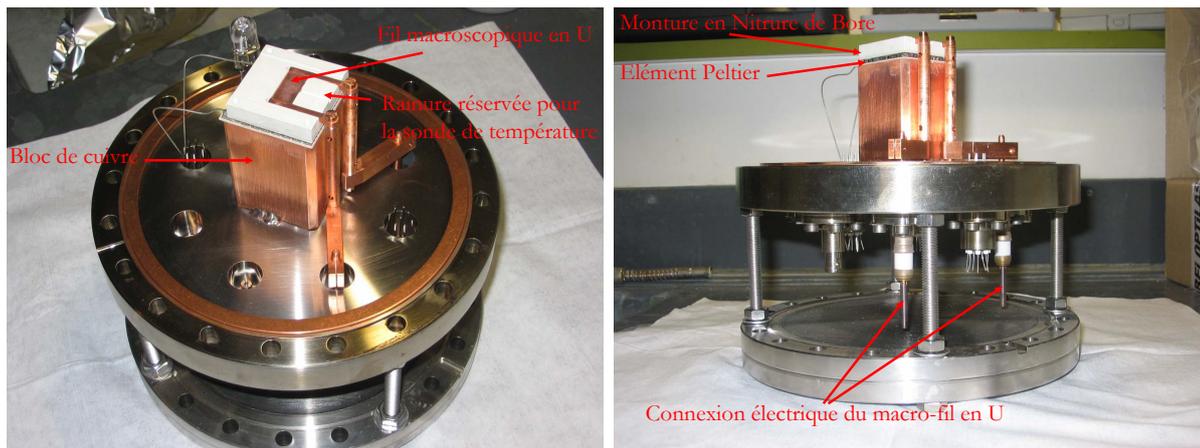


FIGURE 2.4 – Photographie de la partie vide de la bride supérieure. Un bloc en cuivre OFHC est soudé pour la dissipation de la chaleur évacuée par l'élément Peltier. Au dessus de ce dernier, un support en nitrure de bore qui fait office de monture de la puce. Le nitrure de bore est usiné pour accueillir le macro-U en cuivre OFHC, et une rainure est prévue pour implanter le capteur de température AD 590.

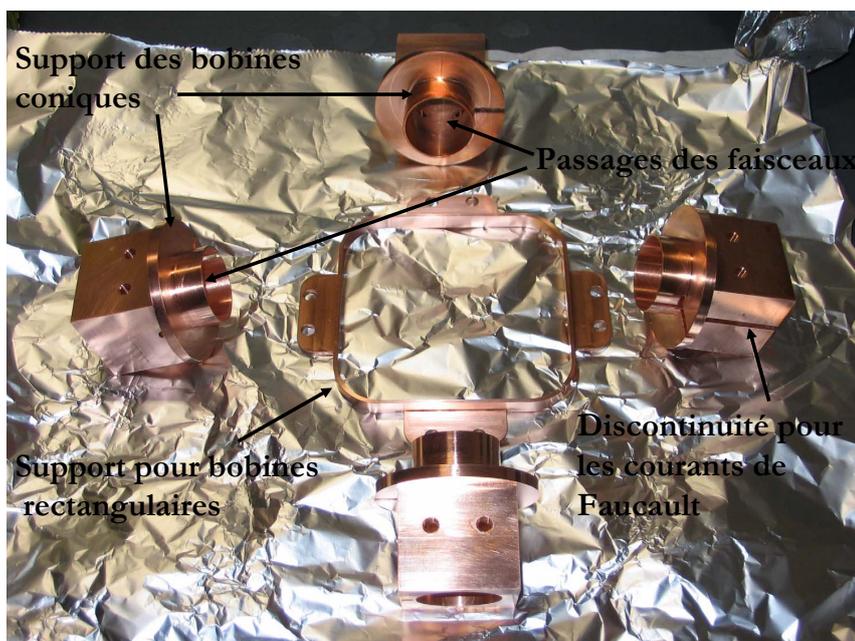


FIGURE 2.5 – Photographie des supports de bobines en cuivre OFHC. Des discontinuités sont prévues pour éviter les courants de Foucault. Les supports cylindriques sont creux pour faire passer les faisceaux horizontaux par rapport au plan de la puce.

2.2.3 Sources de champ magnétique

Les bobines sont de petites tailles et sont placées dans le vide. Elles entourent la puce et sont prévues pour être alimentées par des courants modérés. Par conséquent, elles ne nécessitent pas de circuit de refroidissement. On compte trois paires de bobines formées par un enroulement de fil de cuivre rectangulaire de section $2.24 \times 1.00 \text{ mm}^2$ de marque

1. Pour Oxygen-free high thermal conductivity, ce type de cuivre est largement utilisé en cryogénie et présente des caractéristiques exceptionnelles telles qu'une très bonne conductivité électrique et thermique et est très peu volatile sous ultravide.

DAKAP 7011. Le fil est isolé par une fine couche de *KAPTON*. Le fil de cuivre est enroulé sur un support de cuivre OFHC creux et ayant une discontinuité pour limiter les courants de Foucault (Fig.2.5). Nous distinguons deux paires de bobines de forme conique et une paire de forme carrée. Les bobines coniques sont placées au niveau des hublots de sorte à laisser passer les faisceaux lasers à 45° .

Bobines B_x

Le champ que nous appelons B_x est la composante du champ de biais parallèle au plan de la puce et perpendiculaire à la barre centrale du macro-U (Fig.2.6). Les bobines qui le créent ont une forme conique pour ne pas bloquer le passage des faisceaux attaquant la surface de la puce à 45° par rapport à sa normale. Elles sont connectées en série pour obtenir un champ homogène. La composante B_x ajoutée au champ produit par le fil U, crée un champ de type quadrupolaire utilisé pour le P.M.O externe. Cette paire de bobines fournit un champ de l'ordre de 3.77 G/A . Typiquement, avec un courant de 5 A on produit un champ de l'ordre de 19 G et chacune des bobines dissipe alors 1.6 W . Pour alimenter ces bobines nous utilisons une alimentation bas bruit en courant *HighFinesse* ($16 \text{ A}, 4 \text{ V}$).

Bobines B_y

Une paire de bobines carrées crée la composante verticale B_y du champ total de biais. Cette composante permet de modifier l'angle du champ de biais produit par B_x pour optimiser le chargement des atomes dans le piège quadrupolaire. La paire de bobines fournit un champ homogène de l'ordre de 4 G/A avec un taux de chauffage de l'ordre de 70 mW/A^2 par bobine. Elle est également alimentée par une *HighFinesse* ($16 \text{ A}, 4 \text{ V}$).

Bobines B_z

Il s'agit de bobines coniques qui produisent un champ longitudinal par rapport à l'axe de la barre centrale du U. Elles permettent d'élever le zéro de champ magnétique. Ces bobines sont alimentées indépendamment et le gradient de champ déplace le piège suivant l'axe longitudinal du Z. Cette paire de bobines produit un champ de l'ordre de 1.60 G/A . Typiquement pour un courant de 0.63 A , le champ est de l'ordre de 1 G et chacune des bobines dissipe une faible puissance de l'ordre de 12 mW .

Fil macroscopique en U

L'étape de pré-refroidissement laser est réalisée par le piège magnéto-optique externe. Le piège magnétique quadrupolaire est produit par le fil macroscopique en forme de U. L'idée de mettre en place un macro-U est directement adapté du dispositif utilisé dans le groupe de Jörg Schmiedmayer [44, 63]. L'avantage de ce macro-U est que la barre centrale a une largeur non négligeable devant la hauteur du minimum de potentiel. En effet, dans le cas d'un champ total créé par un fil infiniment fin auquel on ajoute un champ de biais, le champ est quadrupolaire au voisinage du minimum de potentiel. En s'éloignant du fil, le champ créé par le fil diminue et le champ de biais domine rapidement. De ce fait, les lignes de champ tendent à s'éloigner rapidement des axes du quadrupole et ont pour direction

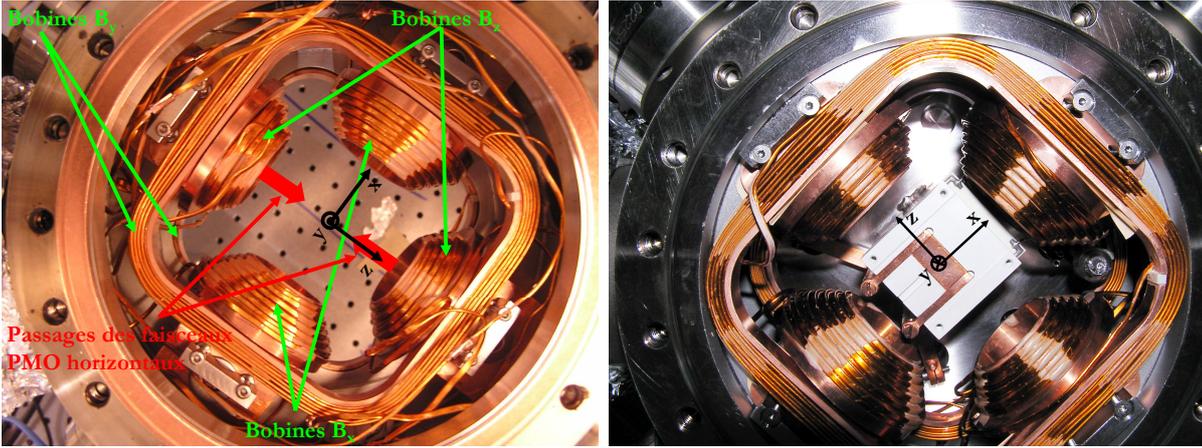


FIGURE 2.6 – Photographies des sources de champ magnétique définies dans le repère (O,x,y,z) du laboratoire. La photo de gauche représente la vue par dessus l’octogone et montre les différentes bobines. La photo de droite, en vue par dessous, montre la monture avec le macro- U entouré des bobines.

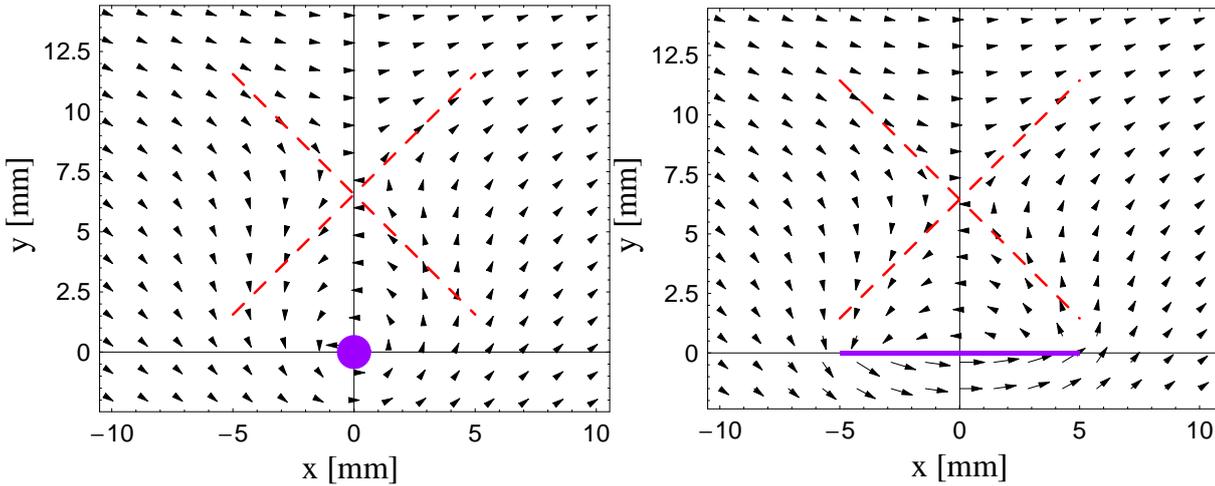


FIGURE 2.7 – Lignes de champ magnétique du fil central d’une configuration en U . A gauche, modélisation d’un fil infiniment fin et à droite, celle d’un fil en ruban. Les lignes de champ magnétique sont alignées selon les axes propres du quadrupole sur une plus grande distance pour le fil en ruban que pour le fil infiniment fin. L’approximation quadrupolaire est donc valable sur une plus grande distance pour le ruban.

celle du champ de biais (.2.7). Du point de vue du P.M.O, les faisceaux contra-propageants sont rigoureusement σ^+ et σ^- , par rapport à la direction locale du champ, uniquement au voisinage du minimum. Le piégeage est alors moins efficace aux endroits où les lignes de champ s’écartent des axes propres, ce qui restreint le volume de capture. Dans le cas d’un ruban, les lignes de champs restent alignées par rapport aux axes propres sur une distance plus grande que le cas précédent (Fig.2.7). La description quadrupolaire est donc valable sur une plus grande distance, ce qui augmente alors l’efficacité du piégeage et le volume de capture.

L’autre intérêt de ce système est que l’axe longitudinal de la barre centrale est superposé à l’axe du micro- U . Le chargement des atomes du P.M.O externe vers le P.M.O de la puce devrait être optimisé. Le macro- U est en cuivre OFHC et le ruban central a pour dimensions : épaisseur×largeur×longueur= $0.7 \times 10 \times 18 \text{ mm}^3$, et les barres latérales ont

pour section $3 \times 3 \text{ mm}^2$.

Ordres de grandeurs

Nous utilisons avec des courants de l'ordre de $I_U = 30 \text{ A}$ et un champ de biais total de l'ordre de 12 G , le minimum de potentiel se trouve à une hauteur $h_{min} \approx 3.2 \text{ mm}$ au dessus du fil avec un gradient transverse de l'ordre de $B'_\perp \approx 17 \text{ G/cm}$. La barre centrale de section A dissipe une puissance de l'ordre de 0.038 W , soit une élévation de température de $\Delta T = \frac{I_U^2 t}{A^2 \sigma_{cu} \rho_{cu} C_p} \approx 0.9 \text{ K}$ après un temps de chargement de $t = 10 \text{ s}$.

Résultats

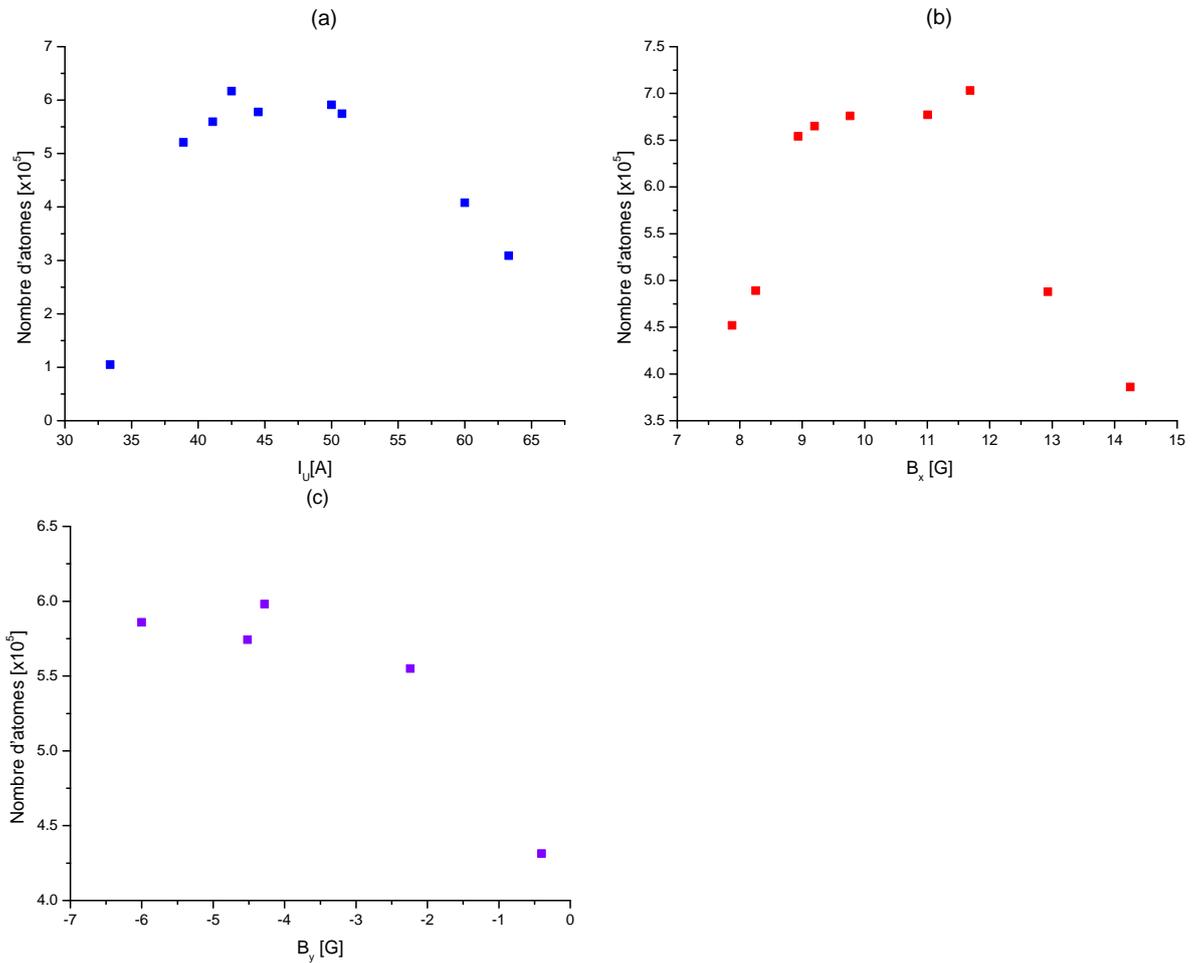


FIGURE 2.8 – Chargement des atomes en fonction des sources des champs magnétiques.

Nous présentons sur les courbes de la figure 2.8, le nombre d'atomes dans le P.M.O externe. Notons que la surface réfléchissante n'est pas une puce mais un simple miroir en or.

Nous avons commencé par optimiser le chargement en variant le courant I_U en fixant les champs $B_x \approx 11.7 \text{ G}$ et $B_y \approx -4.2 \text{ G}$ (Fig.2.8 (a)). Puis, à $I_U = 50.1 \text{ A}$ et $B_y \approx -4.2 \text{ G}$ fixé, nous avons optimisé le chargement avec B_x (Fig.2.8 (b)). Pour qu'un chargement soit efficace, il est nécessaire d'appliquer la composante de biais B_y [63]. L'application de cette composante de biais permet de s'approcher du champ quadrupolaire idéal. Les résultats

Caractéristique	Nitrure de Bore	Cuivre
Conductivité thermique [W/m/K] à 300°C	28.72	398
Résistivité électrique [Ωm] 25°C	$1.7 \cdot 10^{11}$	$1.7 \cdot 10^{-8}$
Chaleur spécifique [J/kg/K]	800	384.56

TABLE 2.1 – *Caractéristiques physiques du nitrure de bore et du cuivre.*

de la courbe (c) montre le nombre d'atomes chargés en fonction de la composante de biais B_y . Lorsque l'intensité de cette composante diminue, le biais total est presque parallèle au plan de la puce, le nombre d'atomes décroît.

2.2.4 Eléments divers

Elément Peltier

La régulation de la température est primordiale puisque le but de l'expérience est d'implémenter une microcavité sur la puce. Il est donc nécessaire d'extraire la chaleur accumulée par le substrat de la puce et celle qui est dissipée du macro-U via la couche en nitrure de bore. La solution consiste donc à disposer d'un élément Peltier dans le vide qui régulera la température [64, 65, 66] et qui est commandé par un système d'asservissement.

Un élément Peltier ou module thermoélectrique est un dispositif basé sur des composants semi-conducteurs. Ils sont connectés thermiquement en parallèle et électriquement en série entre deux plaques de céramique (une plaque "froide" et une plaque "chaude"). Lorsqu'on soumet le module thermoélectrique à un courant, la plaque de céramique "froide" est refroidie par l'absorption d'énergie due au passage des électrons d'un semiconducteur vers un autre. Bien évidemment, la plaque chaude récupère de l'énergie thermique enlevée à la plaque froide. Il est donc impératif d'évacuer cette chaleur pour ne pas réchauffer la plaque froide, ce qui risque d'endommager le module.

Nous utilisons un gros Peltier *Malow DT-12-6-01L* ayant une surface $40 \times 40 \text{ mm}^2$ côté froid et $45 \times 40 \text{ mm}^2$ côté chaud. Il est capable d'extraire quelques dizaines de Watts. Le Peltier est collé entre le bloc de cuivre OFHC et la monture de la puce en nitrure de bore (Fig.2.4) avec la colle époxy compatible ultravide *EPOTEK H77*². Néanmoins, le Peltier dans le vide limite la température d'étuvage. Le constructeur indique de ne pas l'exposer à une température de plus de 160°C, nous avons choisi de ne pas dépasser une température d'étuvage de 120°C.

Nitrure de Bore

Nous avons fait usiner une monture pour puce en nitrure de bore. Le choix de ce matériau réside dans ces caractéristiques physiques (résumées dans le tableau Tab.2.1). Le nitrure de bore possède une très bonne conductivité thermique (entre 20-170 $\text{Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ à 20°C) et est un très bon isolant électrique (10^{11} - $10^{14} \Omega\text{cm}$ à 20°C). L'inconvénient de cette monture est essentiellement sa fragilité (elle s'effrite facilement).

Sonde de température

Un capteur de température est placé dans une rainure de la monture en nitrure de bore. Nous avons choisi un capteur de type *AD 590* en raison de sa précision, de sa

². C'est une colle avec une conductivité thermique $\sim 0.9 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ et qui est un isolant électrique $\sim 1.0 \cdot 10^{14} \Omega \text{ cm}$

simplicité d'utilisation et de son bas coût. Ce capteur délivre un courant proportionnel à la température absolue avec une excellente linéarité. Il offre en outre une plage de fonctionnement relativement élevée pour notre application : -55°C à $+150^{\circ}\text{C}$ d'après les données du constructeur.

La lecture de la température se fait à l'aide d'un contrôleur de température commercial *TED 350*. Ce contrôleur sert aussi à asservir la température de la monture de la puce. Nous faisons un asservissement proportionnel-intégrateur-dérivateur. Nous entrons une température de consigne et le contrôleur délivre le courant nécessaire au Peltier pour maintenir la température voulue lors d'une variation éventuelle de la température de la monture.

Connections de la puce

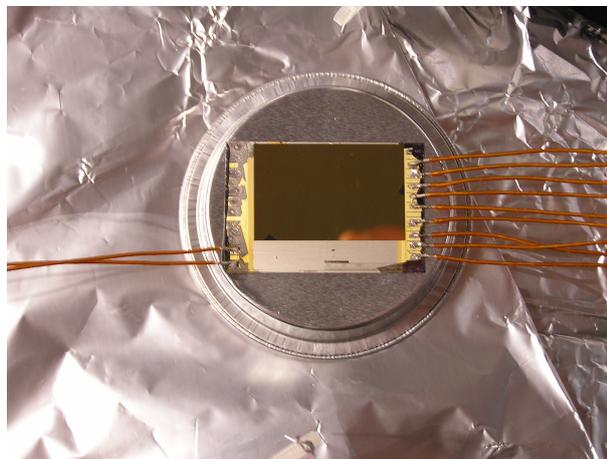


FIGURE 2.9 – Photographie de la puce avec des fils soudés avec la soudure ultravide *allectra 315-LF*. L'étape de soudure avait échoué en raison d'une mauvaise thermalisation de la puce sur la plaque chauffante. On constate que les connections de gauche (contrairement aux connections de droites) n'ont pas résisté, et que la soudure s'était étalée sur les fils de la puce causant des courts-circuits. Ceci est lié au fait que la puce n'avait pas été chauffée de manière homogène.

Initialement, nous avons essayé de souder des fils électriques sur la puce. La soudure utilisée est compatible ultravide (*allectra 315-LF*). La méthode que nous avons testée est la suivante :

- la puce est placée sur une plaque chauffante ;
- Après avoir étamé les fils, on les place sur chaque plot de contact ;
- La puce est portée à la température de fusion de la soudure qui est de l'ordre de 240°C . Si nous attendons trop longtemps la soudure se détériore. Lorsque les soudures commencent à fondre, nous éteignons la plaque chauffante.

Nous avons constaté que la puce doit être absolument chauffée de manière homogène. Dans le cas contraire, la soudure s'écoule du côté de plus grande température et vient court-circuiter les fils de la puce alors qu'elle ne fond pas encore de l'autre côté. La photo de la figure 2.9, montre le résultat d'un mauvais chauffage.

Cette technique est bien trop aléatoire pour l'utiliser sur une autre puce, nous nous sommes

turné vers une méthode qui consistait à usiner des montures en matériau en PEEK³. Les montures sont formées de rainures dans lesquelles les fils sont placés. Les fils qui font contact avec les plots de la puce sont constitués d'un métal en bronze béryllium. Ce métal est courbé pour assurer un meilleur contact électrique avec les connections de la puce.

Le problème avec la soudure est que le silicium est un très bon conducteur. Dès lors que nous voulons souder avec le fer, les soudures qui sont proches de dessoudent facilement. Une des méthodes qu'il serait envisageable d'essayer dans le futur est le contact électrique par *wire bonding*, technique largement utilisée dans le domaine des semi-conducteurs. Les connections entre les plots de contact et les fils électriques seront réalisées par des micro-fils. La soudure de ces derniers sera faite par ultra-sons.

Source d'atomes

L'atome de ⁸⁷Rb

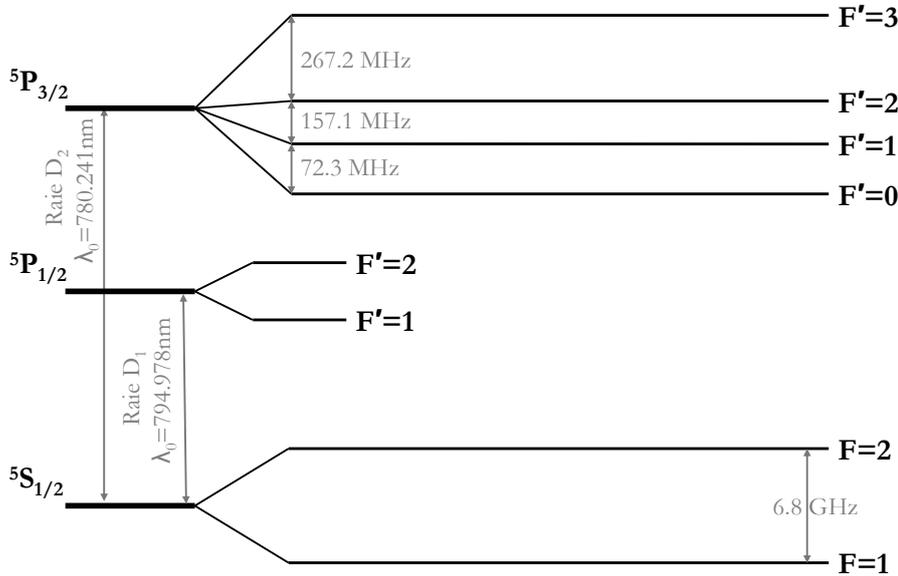


FIGURE 2.10 – Schéma des niveaux atomiques du rubidium 87.

Dans nos expériences, nous utilisons le rubidium qui présente deux isotopes stables : le ⁸⁷Rb d'abondance naturelle de 28 % et le ⁸⁵Rb présent à 72 %. Nous travaillons avec le ⁸⁷Rb car c'est un isotope bien connu et qui présente les propriétés requises pour son refroidissement. Nous exploitons la transition fermée ${}^5S_{1/2}|F=2\rangle \rightarrow {}^5P_{3/2}|F'=3\rangle$ pour les cycles absorption-émission spontanée (Fig.2.10). Cette transition a pour longueur d'onde dans le vide 780.241 nm et la largeur naturelle du niveau excité est $2\Gamma/2\pi \approx 6.06$ MHz. Une fois dans le niveau excité ${}^5P_{3/2}|F'=3\rangle$, l'atome ne peut pas se désexciter vers le niveau ${}^5S_{1/2}|F=1\rangle$ puisque la transition lui est interdite. Cependant, l'écart entre les deux niveaux hyperfins ${}^5P_{3/2}|F'=3\rangle$ et ${}^5P_{3/2}|F'=2\rangle$ est suffisamment faible (~ 267 MHz) pour qu'il puisse exister une excitation résiduelle de la transition ${}^5S_{1/2}|F=2\rangle \rightarrow {}^5P_{3/2}|F'=2\rangle$. De ce fait, la probabilité pour qu'un atome tombe dans l'état ${}^5S_{1/2}|F=1\rangle$ n'est pas nulle. Il n'a alors aucune chance de réintégrer le cycle puisque l'écart entre les niveaux

3. PolyEtherEtherKetone. Le PEEK est un thermoplastique rigide qui est thermostable c'est à dire qui va rester stable à haute température.

fondamentaux ${}^5S_{1/2}|F = 1\rangle$ et ${}^5S_{1/2}|F = 2\rangle$ est trop important (~ 6.8 GHz). L'atome n'étant plus résonant avec l'onde lumineuse, il est donc perdu pour le refroidissement. Si on considère un atome en interaction avec un faisceau résonant d'intensité $I = I_{sat} \approx 1.67$ mW/cm², le taux caractéristique pour effectuer la transition $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$ est de l'ordre de :

$$\frac{\Gamma}{2} \frac{I/I_{sat}}{1 + (2\delta/\Gamma)^2 + I/I_{sat}} \approx 2.45 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1} \quad (2.1)$$

La probabilité de passer $|F' = 2\rangle$ vers $|F = 1\rangle$ est de l'ordre de 1/2, et le temps caractéristique au bout duquel les atomes se trouveront dans l'état $|F = 1\rangle$ est de l'ordre de 0.8 ms. Par conséquent, les atomes seront très vite dans l'état $|F = 1\rangle$. Pour éviter ce problème, il existe deux solutions. La première consiste à utiliser cette même raie D₂ et un faisceau résonant avec la transition ${}^5S_{1/2}|F = 1\rangle \rightarrow {}^5P_{3/2}|F' = 2\rangle$. Les atomes retombent après un certain temps vers le niveau ${}^5S_{1/2}|F = 2\rangle$ pour participer de nouveau au cycle de refroidissement. L'autre solution, qui est celle que nous avons choisie, est l'utilisation d'une autre source laser asservie sur la transition ${}^5S_{1/2}|F = 1\rangle \rightarrow {}^5P_{1/2}|F' = 2\rangle$ de la raie D₁. L'atome est alors excité sur le niveau ${}^5P_{1/2}|F' = 2\rangle$, puis peut se désexciter vers le niveau fondamental ${}^5S_{1/2}|F = 2\rangle$ pour participer de nouveau au cycle de refroidissement.

Le dispenser

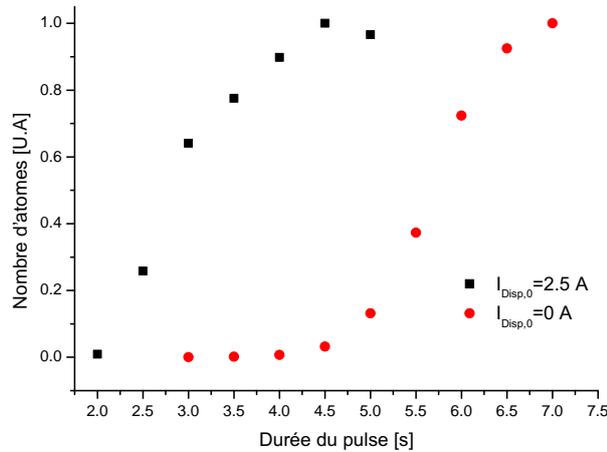


FIGURE 2.11 – Courbes expérimentales du nombre d'atomes dans le piège magnéto-optique externe en fonction de la durée du pulse du dispenser. Ces courbes montrent la vitesse du chargement d'atomes lorsque le dispenser est initialement froid $I_{Disp,0} = 0$ A et quand il est pré-chauffé par un courant juste en dessous du seuil d'activation $I_{Disp,0} = 2.5$ A. On démontre ici que la vitesse de chargement est nettement améliorée avec $I_{Disp,0} = 2.5$ A.

La source d'atomes est un filament, appelé dispenser (*SAES Getter*), sur lequel est adsorbé du rubidium. Lorsque le filament est traversé par un courant, l'échauffement produit une réaction qui désorbe le rubidium. La réaction de désorption se produit à partir d'une température d'activation de l'ordre de 450°C qui correspond à un courant seuil autour de 2.7 A pour les dispensers que nous utilisons. Dans nos expériences, le dispenser est toujours alimenté par un courant de 2.5 A inférieur au courant d'activation afin de le maintenir à température. Le filament fonctionne en régime pulsé. En début de cycle

expérimental, le courant passe brusquement à 7 A pendant 5 s puis retombe brusquement à 2.5 A produisant ainsi une bouffée d'atomes. Cette démarche permet d'une part de faire des pulses de courte durée en gagnant en vitesse de chargement par rapport à la situation où les pulses débuteraient par un courant initial nul. Pour montrer cela, nous reportons sur la figure 2.11 le nombre d'atomes dans le P.M.O en fonction de la durée des pulses pour deux courants initiaux : $I_{Disp,0}=0$ A et $I_{Disp,0}=2.5$ A. Le P.M.O est chargé avec plus d'atomes pour une même durée de pulse avec $I_{Disp,0}=2.5$ A que pour $I_{Disp,0}=0$ A. D'autre part, les courtes bouffées de rubidium limitent la pression résiduelle dans l'enceinte.

Le chargement d'atomes à partir d'un dispenser a été largement étudié et le lecteur pourra consulter les références [67, 68, 69] pour plus de détails. Notons que les utilisateurs de laser de quelques watts, mis en place par exemple pour des pièges dipolaires, pourront mettre à profit une petite partie de la puissance lumineuse pour désorber localement le rubidium du filament [70]. Cette méthode présente l'avantage de permuter plus rapidement l'activation du dispenser, et augmenter le taux de répétition des cycles expérimentaux tout en conservant une basse pression résiduelle (à condition de bien ajuster la durée et la puissance du pulse laser).

Passage de fibres

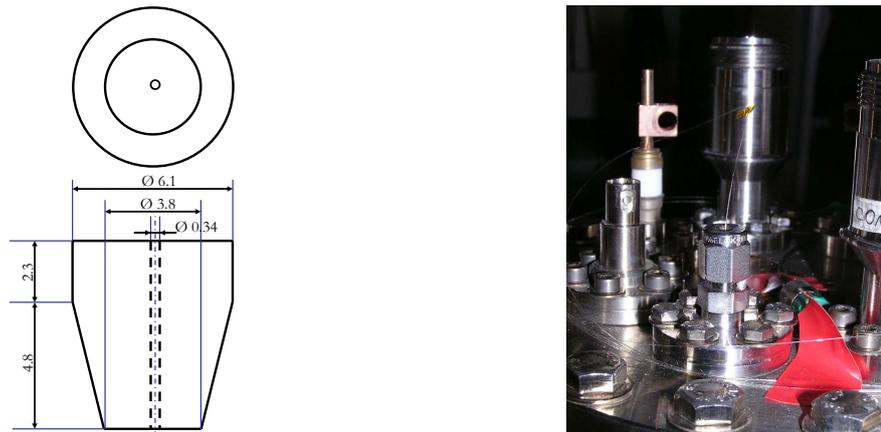


FIGURE 2.12 – Nous représentons le dessin technique de la ferrule en Téflon. La ferrule avec la fibre est ensuite logée dans le passage ultravide Swagelock. L'étanchéité est assurée en imposant des contraintes mécaniques avec la vis du Swagelock. La photographie montre le passage ultravide avec sa fibre.

L'injection des guides optiques se fait à l'aide d'une fibre monomode qui entre dans l'enceinte. Une solution consiste à utiliser un passage de type *Swagelock* [71, 72]. Nous avons remplacé la ferrule⁴ par son équivalent en Téflon avec un trou de 340 μm de diamètre au centre (Fig.2.12). Le Téflon a l'avantage de se déformer facilement sous des contraintes mécaniques. Lorsque la fibre est placée à travers le passage, la vis du *Swagelock* permet d'écraser le Teflon de façon symétrique autour de la fibre assurant ainsi l'étanchéité. En pratique, il faut prendre garde à ne pas serrer trop fort au risque de briser la fibre. Une méthode pour assurer l'étanchéité sans briser la fibre est de fermer l'enceinte sans serrer le

4. C'est une pièce métallique de forme conique

Swagelock et de se munir d'un cherche fuite. A chaque jet d'hélium, on visse le *Swagelock* très légèrement jusqu'à ne plus détecter de fuite.

2.3 Système laser

Nous présentons dans cette section le système optique de refroidissement que nous avons mis en place. Le montage expérimental comprend deux lasers distincts. Un premier laser est exploité pour le refroidissement, l'imagerie et le pompage optique. Le second laser permet de repomper les atomes. Les propriétés du faisceau refroidisseur doivent répondre à un certain niveau d'exigence :

- la largeur en fréquence doit être faible devant la largeur naturelle Γ ;
- La fréquence doit être asservie sur la transition désirée et doit pouvoir être désaccordée précisément par rapport à cette transition ;
- La puissance doit être suffisamment importante pour refroidir efficacement les atomes.

2.3.1 Généralités sur les diodes lasers à cavité étendue

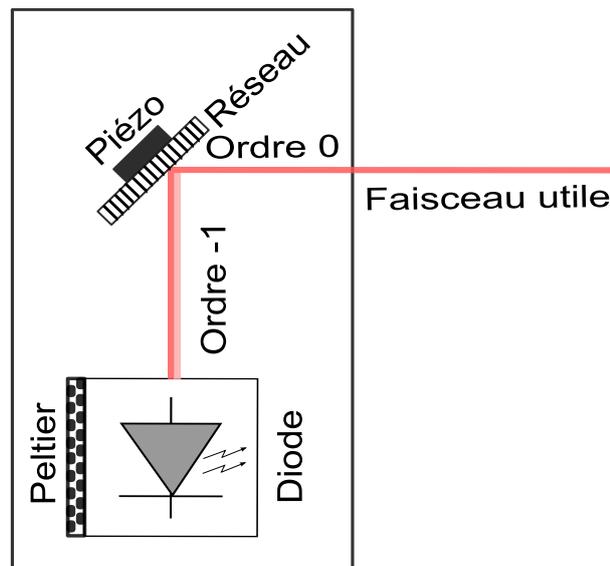


FIGURE 2.13 – Schéma d'une diode sur réseau en configuration Littrow. La diode laser est placée près d'un réseau de diffraction qui réinjecte l'ordre -1 dans la diode (la face d'entrée est traitée antireflet pour éviter des effets de cavités couplées) et réfléchit l'ordre 0. La diode libre est régulée en température par un élément Peltier. Une cale piézo-électrique ajuste la longueur optique de la cavité.

Les cavités lasers communément utilisées en physique atomique pour le refroidissement ont une largeur spectrale suffisamment petite pour résoudre les différentes transitions considérées. En général, ces cavités sont fabriquées au laboratoire pour des raisons de coût. Les diodes lasers disponibles dans le commerce ont une largeur spectrale bien trop large (typiquement de l'ordre d'une dizaine de MHz) pour qu'elles soient utilisées directement pour refroidir les atomes. Ces diodes sont insérées dans un montage optique pour réduire

la largeur spectrale : la cavité étendue [73, 74]. Le principe consiste à étendre la longueur optique de la cavité pour diminuer la largeur de raie. Pour cela, on intègre un réseau qui est réglé de façon à injecter l'ordre -1 diffracté dans la diode et récupérer l'ordre 0 pour l'expérience (Fig.2.13). Une cale piézo-électrique est collée sur la face arrière du réseau pour modifier la longueur optique de la cavité.

En pratique, la diode libre est ajustée pour émettre à la longueur d'onde la plus proche possible de la transition considérée. Ce réglage se fait en optimisant la température et le courant de la diode. Puis au sein du montage optique, la position et l'orientation du réseau est optimisée de manière à se placer proche de la longueur d'onde voulue en minimisant le courant seuil d'émission de la diode. Le piézo-électrique est alimenté par un amplificateur dont on peut moduler la tension pour balayer la fréquence du laser sur ~ 5 GHz.

2.3.2 Laser maître

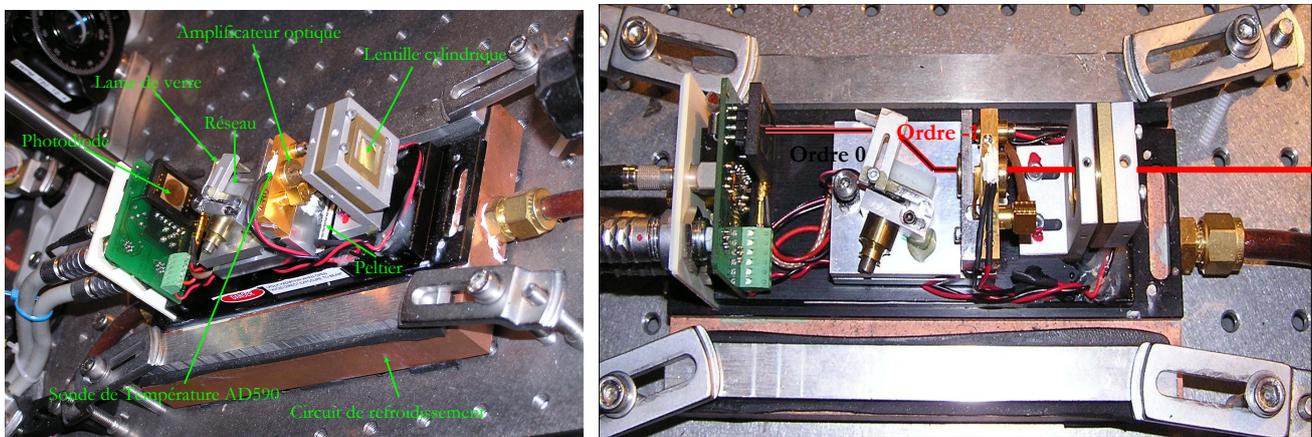


FIGURE 2.14 – Photographie du laser maître *Tiger*. La diode est de type "tapered amplifier" montée en configuration Littrow. Le réseau réinjecte l'ordre -1 pour être amplifié, et puis transmis par la diode. L'ordre 0 est envoyé vers une photodiode pour mesurer la puissance. Sur ce montage, nous avons changé la sonde de température par un capteur AD 590 que nous avons placé plus près de la diode.

La source employée est le laser commercial *Tiger* de *Sacher Lasertechnik* émettant à 780 nm, et pouvant fournir une puissance atteignant 1 W au courant maximum. Ce laser est a priori adapté pour les expériences de refroidissement puisque sa largeur de raie est ≤ 1 MHz. Le *Tiger* est un laser à diode amplifiée ("tapered amplifier") et est configuré en cavité étendue. Le laser est alimenté et asservi en température par un contrôleur qui lui est associé (*Pilot*). Initialement, nous avons eu du mal à l'asservir en fréquence. Le problème était lié à la dérive importante de la température. La sonde de température était d'une part placée loin de la diode et d'autre part elle présentait du bruit. Nous avons changé la sonde originale par une sonde de type AD 590 que nous avons placée plus près de la diode. Nous avons ainsi gagné sur le bruit et la stabilité.

Le laser maître est en configuration Littrow. Le réseau de diffraction réinjecte l'ordre -1 dans l'amplificateur au niveau de la facette traitée antireflet. Une partie de la puissance de l'ordre 0 est réfléchi par une lame de verre qui dirige le faisceau vers une photodiode pour mesurer la puissance. A la sortie de la diode, le faisceau est mis en forme et collimaté avec une lentille cylindrique. La chaleur de la diode est évacuée par un élément Peltier. La chaleur extraite est dissipée vers un bloc de cuivre où circule de l'eau fraîche.

Le *Tiger* est asservi sur la résonance de croisement de niveau des transitions $|F = 2\rangle \rightarrow$

$|F' = 2\rangle$ et $|F = 2\rangle \longrightarrow |F' = 3\rangle$. Cet asservissement est réalisé à partir d'un montage d'absorption saturée.

2.3.3 MOPA

Pourquoi un MOPA ?

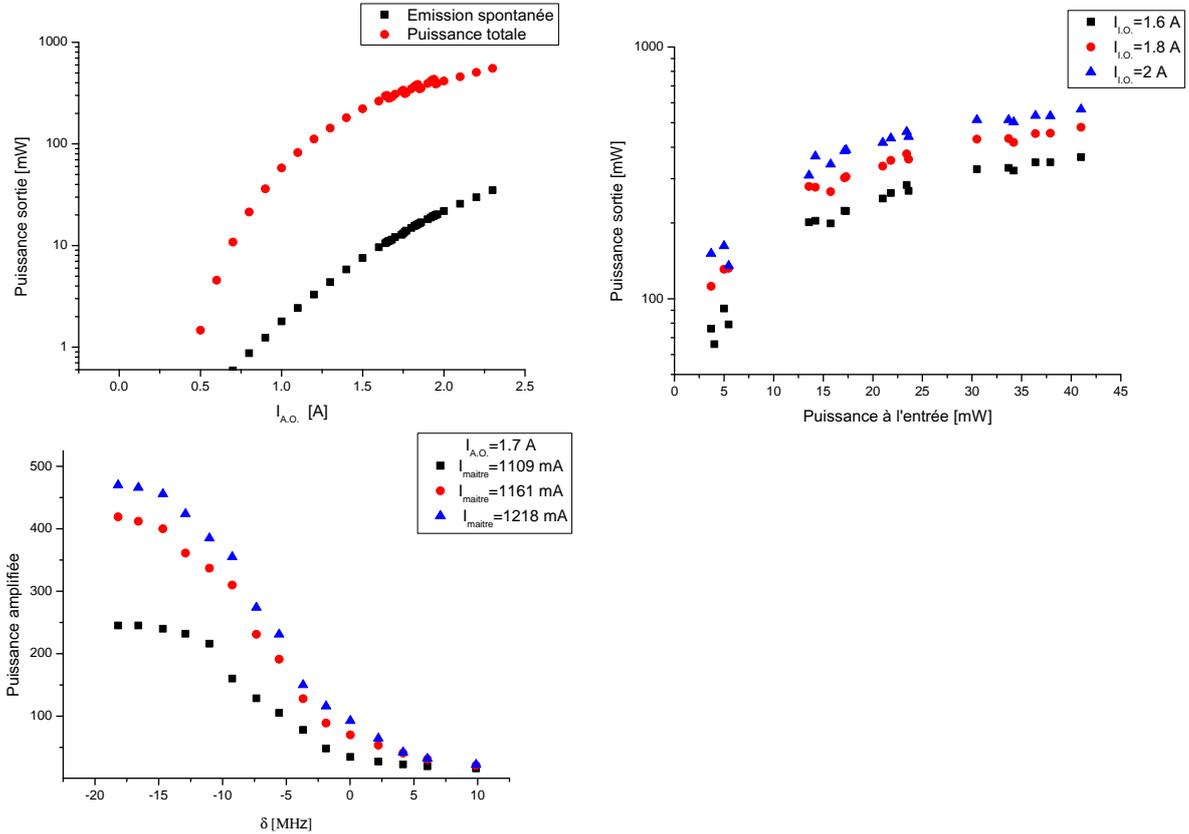


FIGURE 2.15 – Courbes de caractérisation de l'amplificateur optique. Les courbes du graphe en haut à gauche, montrent l'évolution (en échelle logarithmique) de la puissance laser (resp. émission spontanée) de sortie en fonction du courant d'alimentation. Le courant seuil est de l'ordre de ~ 0.5 A. Les courbes du graphique en haut à droite montrent l'évolution de la puissance amplifiée en fonction de la puissance du laser maître à l'entrée et pour différents courants d'alimentation. L'amplificateur optique sature autour d'une puissance d'entrée de l'ordre de ~ 25 mW. Les courbes du graphique du bas montrent l'évolution de la puissance de sortie en fonction du désaccord du faisceau d'entrée par rapport à la transition atomique. La puissance décroît après un $\delta \approx -10$ MHz parce que le faisceau bouge à l'entrée de l'amplificateur, et la puissance du faisceau d'entrée n'est pas ajustée de manière à conserver la puissance sur une plus grande plage de désaccord.

Le laser maître à lui tout seul ne fournit pas suffisamment de puissance pour refroidir les atomes, car pour des raisons de stabilité, il n'est pas utilisé à sa puissance nominale. De plus, le faisceau fait un double passage dans un modulateur acousto-optique placé dans montage en œil de chat, puis passe dans un second acousto-optique. Tout ceci nous fait perdre beaucoup de puissance et au niveau des atomes la puissance n'est pas suffisante. Alors, pour ne pas être limité en puissance, nous avons monté un amplificateur optique ou OPA⁵ [75].

5. Optical Power Amplifier (Fig.2.15). Le terme de MOPA désigne le laser maître et l'amplificateur

Le laser maître produit suffisamment de puissance pour injecter et saturer l'OPA (Fig.2.15). L'avantage de l'amplificateur, hormis son gain, est qu'il permet de découpler le montage optique. En effet, pendant les séquences expérimentales, nous avons besoin de changer le désaccord du laser en variant la fréquence de modulation RF de l'acousto-optique. Or le montage en œil de chat n'est jamais parfaitement bien aligné. De ce fait, les variations de fréquences RF dans le modulateur acousto-optique peuvent produire des variations spatiales du faisceau. Moyennant une variation de puissance de l'OPA (Fig.2.15), les faisceaux amplifiés restent toujours fixes. D'autre part, lorsque l'amplificateur est saturé, il est peu sensible aux petites variations de puissance du laser maître (voir courbes du bas qui montrent la puissance en sortie du MOPA en fonction du désaccord du laser piège (Fig.2.15)).

principe de fonctionnement



FIGURE 2.16 – Photographie d'ensemble du montage de l'amplificateur optique. Le "tapered amplifier" est disposé entre deux lentilles (situées dans les culots) utilisées pour le couplage optique à l'entrée et pour la collimation à la sortie. Le système est régulé en température par un élément Peltier qui est situé en dessous du support de la diode.

L'amplificateur de puissance est un milieu à gain constitué par une jonction p-n. Quand le semi-conducteur est traversé par un courant, la puce émet uniquement de l'émission spontanée. L'amplificateur est placé dans une structure mécanique en cuivre et disposé entre deux lentilles. L'une des lentilles focalise le faisceau d'entrée sur le guide d'onde. L'autre lentille permet de collimer le faisceau de sortie amplifié. En raison de la forte divergence et de l'astigmatisme du faisceau en sortie de l'OPA, nous ajoutons une série de lentilles pour la mise en forme du faisceau et pour faciliter son passage dans un isolateur optique. Notons que l'amplificateur est très sensible aux réflexions parasites qui tendent à réduire sa longévité. En pratique nous utilisons un isolateur à 30 dB d'atténuation que nous avons placé après le système optique de mise en forme.

L'amplificateur que nous utilisons (Modèle Eagleyard EYTPA- 0780-00500-3006-CMT03, C-Mount 2.75 package et avec une plage d'amplification de 760 nm à 790 nm) est centré à 780 nm. Le dispositif est présenté sur la figure 2.16. Typiquement, avec notre montage nous obtenons une puissance de l'ordre de ~ 300 mW avec une puissance d'injection de ~ 25 mW pour un courant de 1.8 A. L'amplificateur peut dissiper jusqu'à 10 W de chaleur vers le support de cuivre [76]. L'évacuation et la régulation de la température se font à

optique.

l'aide d'un Peltier. Les dispositifs électroniques d'alimentation et d'asservissement ont été conçus et réalisés par notre électronicien Frédéric Moron.

2.3.4 Laser repompeur

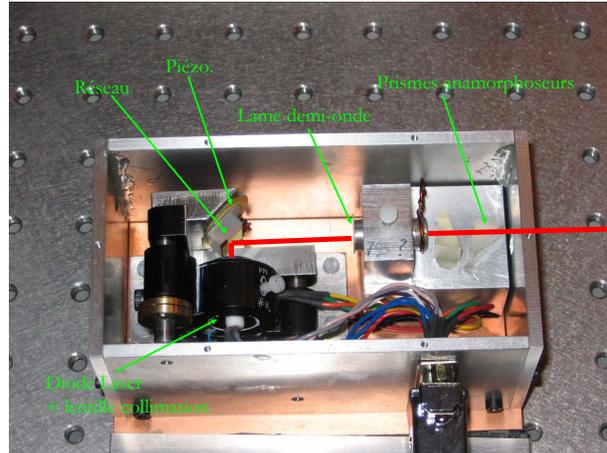


FIGURE 2.17 – Photographie du laser repompeur en cavité étendue. Montage réalisé au laboratoire qui comprend une lame demi-onde pour limiter les réflexions parasites provenant des prismes anamorphoseurs. Ces prismes servent à mettre en forme le faisceau utile.

Le repompeur

Le laser repompeur, comme la plupart des sources que nous utilisons, est réalisée au laboratoire (Fig.2.17) et est inspiré de la référence [77]. Le laser repompeur fonctionne selon de même principe que le laser maître. La diode libre utilisée est une diode *Toptica* centrée à 795 nm capable de fournir 150 mW au courant maximum. Néanmoins, placée en configuration Littrow et fonctionnant à forte puissance elle peut être rapidement endommagée. Typiquement, nous travaillons avec une puissance de l'ordre de 15 mW, ce qui est suffisant car peu de photons sont nécessaires pour repomper les atomes. La cavité est asservie sur la transition $|F = 1\rangle \longrightarrow |F' = 2\rangle$ de la raie D_1 à l'aide d'un montage d'absorption saturée.

Changement futur envisageable

Malheureusement les diodes centrées à 795 nm sont rares et chères. Il serait envisageable de modifier le montage optique que nous avons. En effet, on pourrait travailler avec une diode libre à 780 nm montée sur réseau. Nous l'utilisons alors sur la transition $|F = 1\rangle \longrightarrow |F' = 2\rangle$ de la raie D_2 . Pour aller plus loin dans la modification, il serait intéressant d'injecter ce faisceau de repompe avec le même amplificateur que le laser maître⁶. Ainsi, le faisceau amplifié sera superposé à tout instant avec le faisceau principal. Ces faisceaux pourraient passer dans la même fibre et permettraient à la fois de refroidir et de repomper, de réaliser des impulsions sondes en repompant.

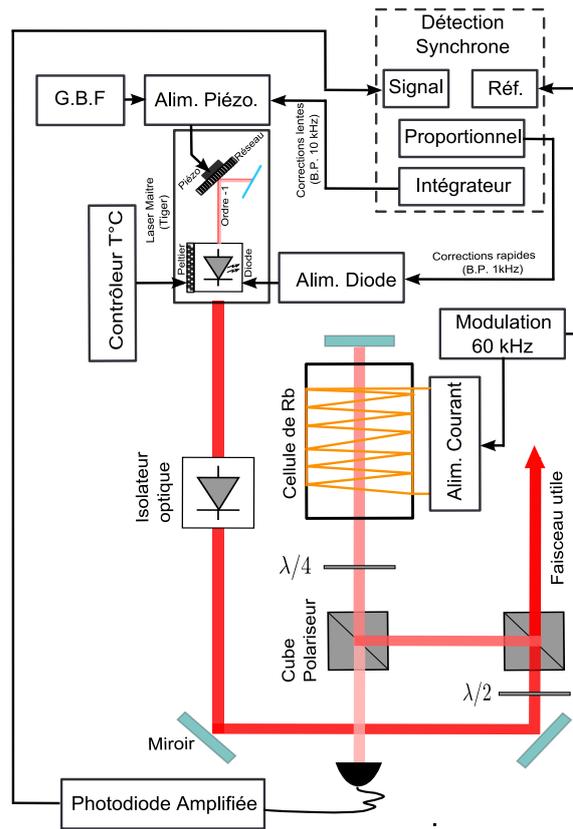


FIGURE 2.18 – Schéma général d'asservissement du laser maître. Ce montage est similaire pour le laser de repompe.

2.3.5 Asservissement : montage d'absorption saturée

Le laboratoire est un environnement dans lequel les bruits acoustiques, les vibrations de la table optique et les variations de température perturbent les cavités lasers en faisant fluctuer leurs fréquences d'émission. Et par conséquent le refroidissement devient impossible. Pour stabiliser les lasers en fréquence, il faut donc recourir à un système d'asservissement. Les dérives de température sont corrigées grâce à un Peltier qui ajuste la température de la diode à la température de consigne. L'écart par rapport à cette température de consigne est donné par la mesure d'une sonde de température. On génère un signal d'erreur qui est traité par une boucle électronique PID qui va commander le Peltier pour réguler la température. Le temps de réponse est de l'ordre de 10 s ce qui est suffisant puisque nos laboratoires sont climatisés.

L'asservissement en fréquence est réalisé à partir d'un montage d'absorption saturée (Fig.2.18) qui permet fixer une fréquence de référence sur laquelle le laser doit constamment se positionner. Le principe consiste à mettre à profit les atomes dans une cellule de rubidium pour en extraire le spectre de raie de l'atome par spectroscopie d'absorption saturée. Connaissant le spectre et en se restreignant uniquement la transition hyperfine du ^{87}Rb sur laquelle on désire s'asservir, on utilise une détection synchrone pour générer un signal d'erreur.

En pratique, nous balayons le spectre d'absorption en modulant l'amplificateur du piézo-électrique avec un générateur basse fréquence (G.B.F). Ce montage permet de visualiser et de zoomer sur la transition hyperfine qui nous intéresse. Pour le laser maître, le dispositif

6. L'OPA a une bande de gain de grande largeur

d'asservissement est représenté sur la figure 2.18. Le signal d'absorption est modulé grâce au champ magnétique créé par un bobinage autour de la cellule. La bobine est alimentée par un générateur de courant dont le signal électrique de modulation (40 kHz) est utilisé comme référence pour la détection synchrone. Cette méthode évite de moduler le courant de la diode afin que sa puissance ne fluctue pas et n'affecte pas sa largeur de raie. Le signal électrique d'absorption est envoyé vers l'entrée de la détection synchrone. Après la démodulation, le signal proportionnel au signal d'erreur, est envoyé vers l'entrée de modulation de courant de la diode pour en corriger les fluctuations rapides de la longueur d'onde. Le signal démodulé et intégré commande la cale piézo-électrique qui agit sur la longueur de la cavité pour corriger les fluctuations lentes de la longueur d'onde d'émission. Le principe d'asservissement est pratiquement le même pour le repompeur, mais au lieu de moduler la cellule de rubidium c'est le courant de la diode qui est modulé.

2.3.6 Configuration des faisceaux

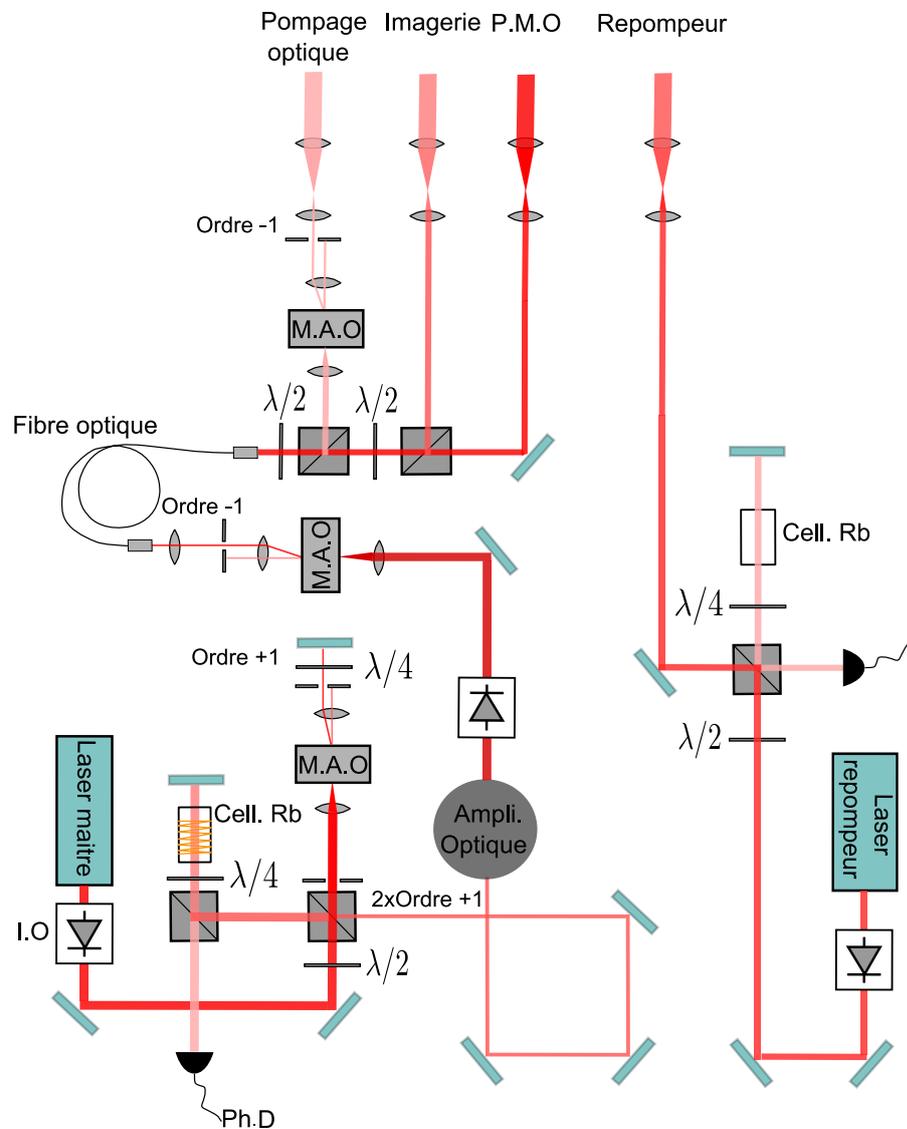


FIGURE 2.19 – Schéma du montage optique. On représente ici la disposition des faisceaux au niveau des sources lasers.

Configuration des faisceaux dans le plan de la table optique

Comme nous l'avons mentionné précédemment, nous utilisons deux lasers : le laser maître et le laser repompeur. Sur le schéma de la figure 2.19, nous montrons comment sont organisés les faisceaux. Le laser maître est asservi sur le croisement de niveau $|F' = 2\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$ et $|F' = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$ de la raie D_2 . La majeure partie du faisceau passe par un modulateur acousto-optique en configuration double passage dans un montage en œil de chat. A chaque passage dans le modulateur, l'ordre $+1$ est sélectionné. Ce modulateur est contrôlé en fréquence RF pour obtenir un faisceau accordable en fréquence. Pour éviter que le faisceau ne varie spatialement, le modulateur est placé dans le montage œil de chat qui doit être réglé avec soin. Par la suite, le faisceau est injecté dans l'amplificateur optique, puis fait de nouveau un passage dans le modulateur acousto-optique où l'ordre -1 est sélectionné. Ce modulateur sert d'interrupteur optique. L'ordre -1 est injecté dans une fibre monomode à maintien de polarisation. Cette fibre a l'avantage, au détriment d'une perte de puissance au niveau du couplage, de désolidariser le montage optique et de filtrer le mode à l'entrée. En sortie de fibre, le faisceau est subdivisé en trois faisceaux de puissance ajustable. Un faisceau passe par un dernier modulateur acousto-optique, où l'ordre -1 est sélectionné, pour désaccorder vers le niveau $|F' = 2\rangle$ lors d'une éventuelle étape de pompage optique. Un deuxième faisceau est réservé pour sonder les atomes lors de la séquence d'imagerie. Enfin, un dernier faisceau est dédié au refroidissement.

Configuration en fréquence des faisceaux

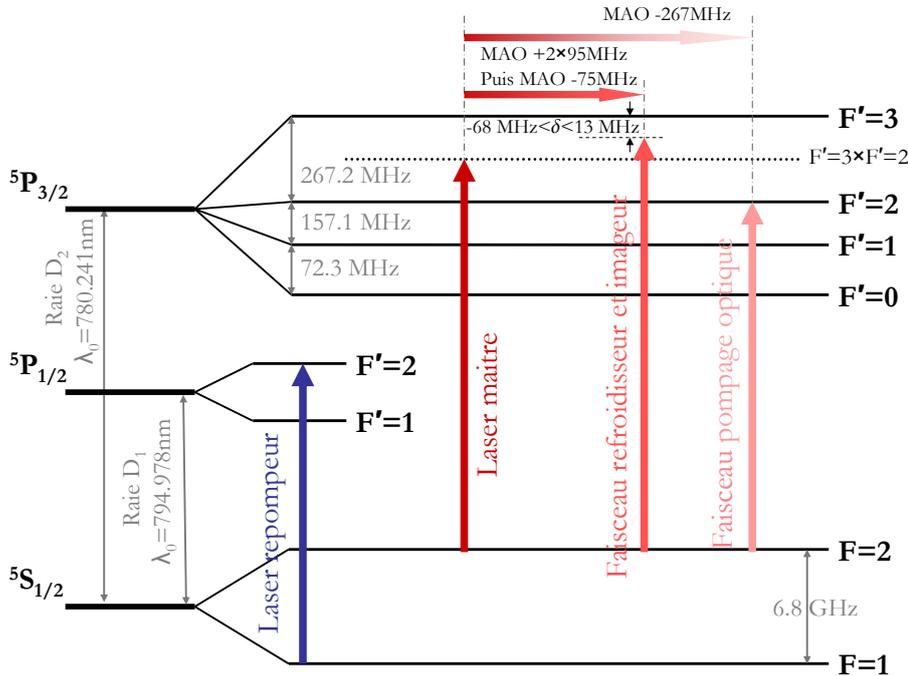


FIGURE 2.20 – Schéma des niveaux atomiques du rubidium 87. On représente ici la configuration en fréquence des faisceaux lasers.

Lors des séquences expérimentales, la fréquence du faisceau principal doit pouvoir être désaccordée par rapport au niveau $|F' = 3\rangle$. Pour cela, la fréquence radiofréquence du modulateur acousto-optique en double passage est contrôlée en tension. La fréquence peut varier de 140 MHz à 222 MHz en conservant l'injection de l'OPA. Néanmoins, il existe une variation de puissance en sortie de l'amplificateur (voir la figure 2.15 qui montre la

puissance de sortie du MOPA en fonction du désaccord du faisceau piège, à la page 47). Cet effet n'est pas gênant pour sonder les atomes puisque la prise d'images nécessite peu de puissance. Toutefois, il est possible de maintenir la puissance constante sur un grand désaccord en ajustant l'amplitude de la radiofréquence de l'acousto-optique.

Le second modulateur est réglé à -75 MHz, ce qui donne un désaccord entre le laser et la transition $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$ compris entre -68 MHz et 13 MHz (Fig.2.20). Sur la figure 2.21 nous avons représenté le nombre d'atomes dans le P.M.O externe en fonction du désaccord du faisceau refroidisseur. Le nombre d'atomes piégés atteint un maximum pour un désaccord $\delta_{\text{piège}} \approx -18 \text{ MHz} \approx 3\Gamma$.

Un dernier modulateur acousto-optique est dédié au décalage en fréquence du laser vers la transition $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$ pour le pompage optique. Celui-ci sera nécessaire lors du chargement des atomes dans le piège magnétique en Z. Cette étape de pompage optique permettra de transférer les atomes dans l'état hyperfin $|F' = 2, m_F = 2\rangle$, c'est à dire l'état dans lequel les atomes sont le plus efficacement piégés. Ce modulateur est prévu pour décaler la fréquence de 267 MHz du niveau $|F' = 3\rangle$ vers le niveau $|F' = 2\rangle$ (Fig.2.20).

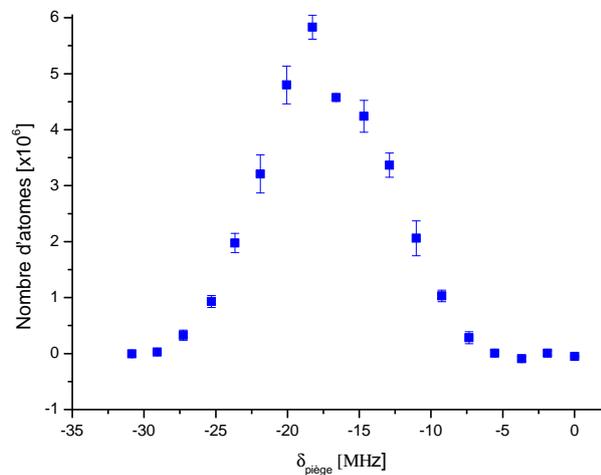


FIGURE 2.21 – Courbe expérimentale du nombre d'atomes en fonction du désaccord du laser piège. Le maximum est atteint pour un désaccord à $\delta_{\text{piège}} \approx -18 \text{ MHz}$.

Configuration des faisceaux au niveau de l'octogone

Après que le faisceau principal soit divisé en trois faisceaux distincts, chacun d'eux va parcourir un ensemble d'éléments optiques pour se retrouver au niveau de chaque accès optique de l'enceinte qui lui est dédié (Fig.2.22).

Le faisceau du piège magnéto-optique

Le piège magnéto-optique nécessite uniquement quatre faisceaux grâce aux réflexions sur la surface de la puce. Une paire de faisceaux contra-propageants est orientée à 45° par rapport à la normale du plan de la puce (Fig.2.23). L'autre paire de faisceaux traverse l'enceinte parallèlement à la puce et suivant l'axe du piège quadrupolaire. L'intensité de ces faisceaux est de l'ordre de $I \approx 11I_{\text{sat}}$.

Le faisceau d'imagerie

Le faisceau d'imagerie est superposé à l'un des faisceaux à 45° (Fig.2.22). Il est activé

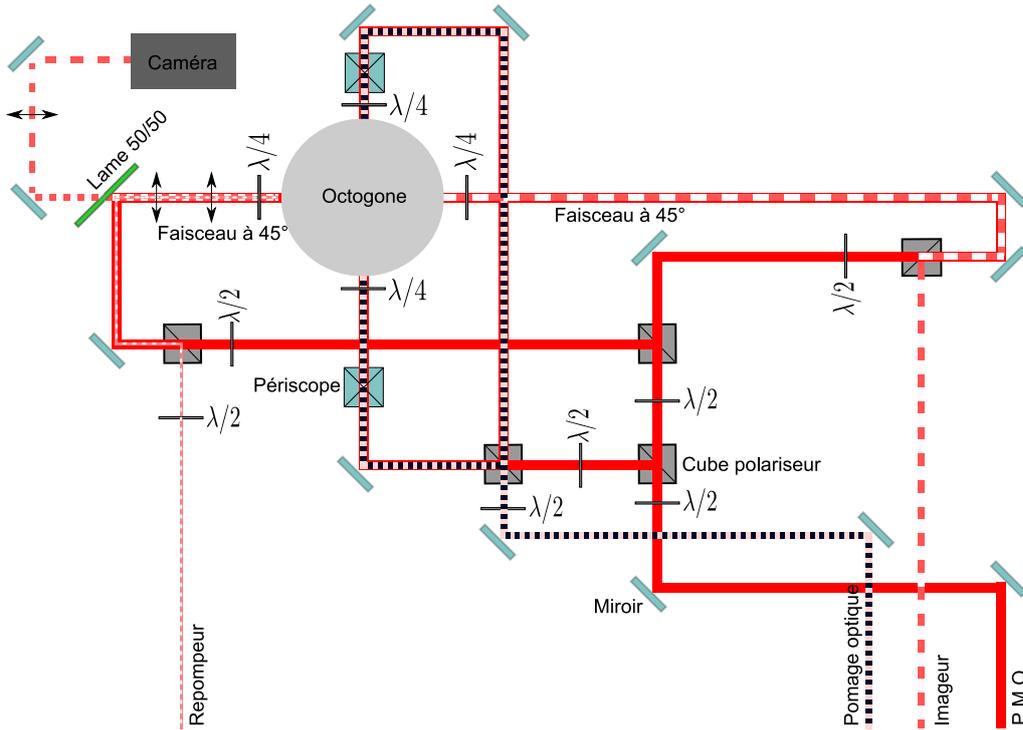


FIGURE 2.22 – Schéma du montage optique au niveau de l'enceinte à vide. Les différents faisceaux sont préalablement préparés (puissance, polarisation et hélicité) avant de pénétrer dans l'octogone. Nous avons omis les shutters mécaniques.

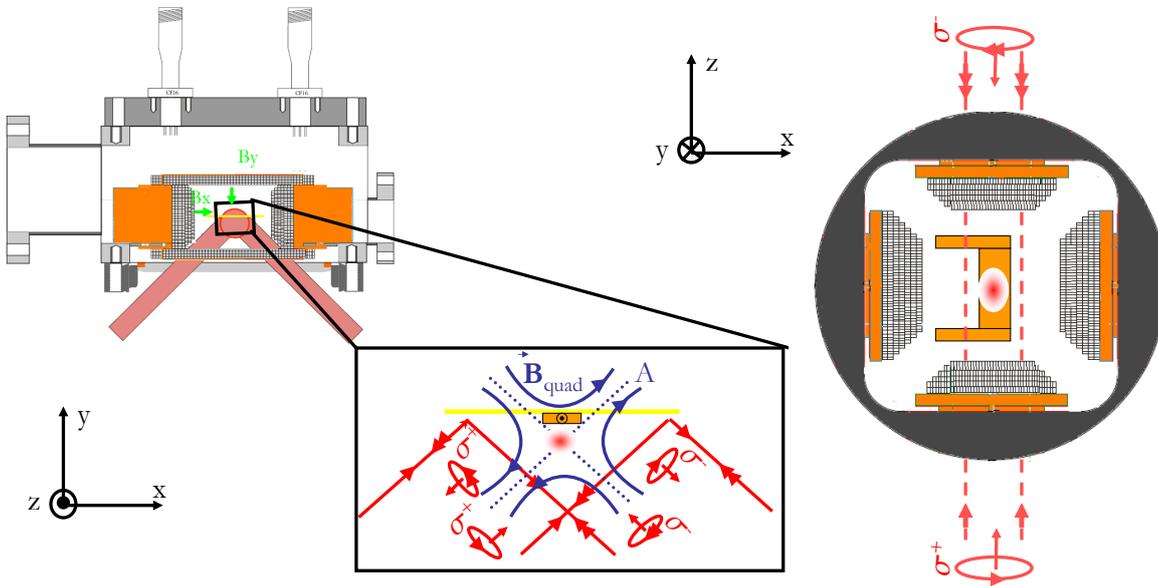


FIGURE 2.23 – Configuration des faisceaux P.M.O. au niveau de l'enceinte. Une paire de faisceaux contra-propageants et alignés par rapport aux axes du quadropole attaque la puce à 45 degrés. Une autre paire de faisceaux contra-propageants est parallèle au plan de la puce.

uniquement pour la prise d'image. Juste avant la prise d'image, la fréquence du laser principal est décalée sur la transition $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$. Pour imager les atomes, on réalise des pulses lumineux grâce au modulateur acousto-optique à simple passage. Typiquement, le faisceau a une intensité de l'ordre de $\approx \frac{I_{sat}}{8}$. On peut consulter la thèse

de C. Aussibal pour plus de précisions sur le choix de la durée des pulses et de l'intensité du faisceau [48].

Le faisceau de pompage optique

Le faisceau de pompage optique est divisé en deux faisceaux contra-propageants pour que les atomes subissent une force de pression de radiation totale nulle (Fig.2.22).

Le faisceau repompeur

Le faisceau repompeur ne pose pas de problème de polarisation, et peut emprunter n'importe quel chemin optique. La puissance envoyée sur les atomes est de l'ordre de 15 mW.

2.4 Système d'imagerie

2.4.1 Principe

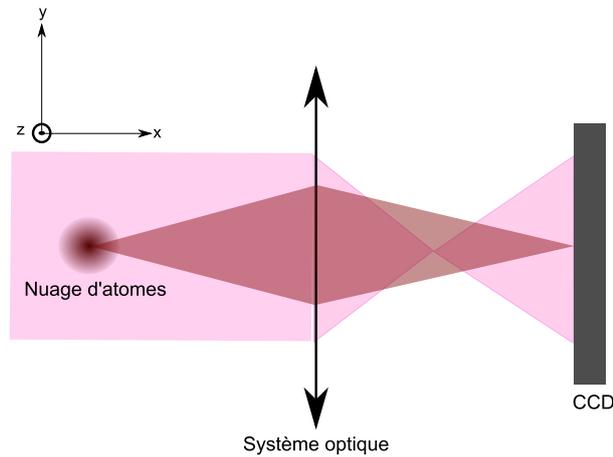


FIGURE 2.24 – Schéma de principe de l'imagerie par absorption. Un faisceau résonnant éclaire le nuage d'atomes et l'intensité transmise diminue au passage du nuage suivant la loi de Beer-Lambert. Un système optique fait l'image du nuage sur la matrice CCD de la caméra. Pour visualiser les atomes, il faut prendre deux images relativement courtes, l'une avec les atomes et l'autre sans. Un traitement informatique permet de construire l'ombre des atomes à partir de la division de ces deux images.

L'imagerie par absorption consiste à imager l'ombre du nuage atomique sur la matrice CCD de la caméra (Fig.2.24). Pour cela, les atomes sont brièvement éclairés par un faisceau résonant. Le nuage absorbe une partie de la lumière et la transmission du faisceau incident diminue. Avec cette méthode, il est possible de déterminer le nombre moyen d'atomes présent dans le nuage en calculant la densité optique D_{op} à partir de la loi de Beer Lambert :

$$\frac{I_{Tr}}{I_{Inc}} = e^{-D_{op}(y,z)} \quad (2.2)$$

avec $D_{op}(y, z) = \int n(x, y, z) \sigma dx$ et $\sigma = \frac{3\lambda^2}{2\pi}$ est la section efficace d'absorption à résonance⁷.

7. La section efficace d'absorption dépend des coefficients de Clebsch-Gordan. Le calcul exact de la

Expérimentalement, pour extraire l'image du nuage, il faut réaliser deux images consécutives à partir de deux pulses lumineux d'une durée de $50 \mu\text{s}$. La première image contient l'information sur les atomes. Puis 200 ms plus tard, une seconde image est prise sans les atomes. Enfin, les deux images sont divisées entre elles pour déterminer la densité optique (intégration de la densité atomique suivant l'axe du nuage), puis le nombre d'atomes est calculé en intégrant la densité atomique suivant les autres directions de l'espace (en connaissant la surface des pixels de la caméra et la section efficace d'absorption).

2.4.2 Montage

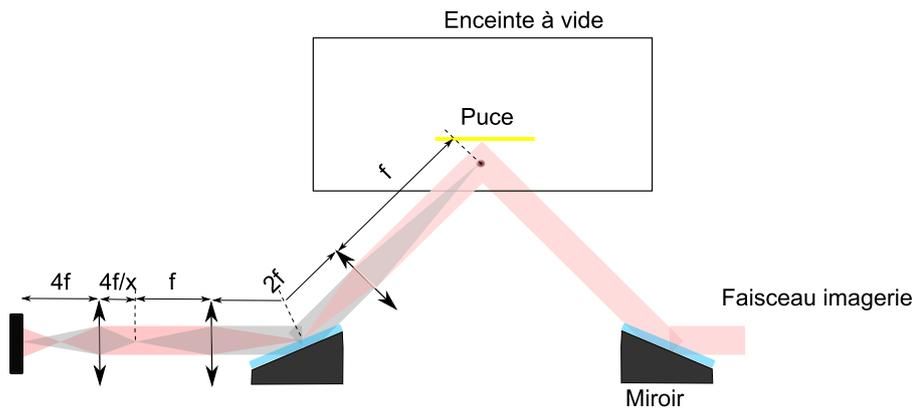


FIGURE 2.25 – Schéma du système d'imagerie. Le faisceau sonde arrive à 45 degrés par rapport à la normale du plan de la puce. Il sort de l'enceinte en traversant un système optique dédié à l'imagerie. Le système optique est un ensemble de deux lentilles en configuration $f/2f/f$. Ce montage assure le transport de l'image du nuage hors de l'octogone. Une dernière lentille placée à $4f/x$, est utilisée pour la mise au point sur la caméra et permet d'ajuster le grandissement. Typiquement si la position de cette dernière lentille est telle que $x = 3$, le grandissement est de $G = 3$.

Le faisceau sonde est de polarisation circulaire et est à résonance avec la transition atomique. Il entre et sort de l'enceinte à 45° , et puis traverse un système optique constitué d'un ensemble de trois doublets convergent (Fig.2.25). Les deux premières lentilles disposées en configuration $f/2f/f$ sont utilisées pour faire le transport de l'image du nuage en dehors de l'enceinte. Ces lentilles sont des doublets de 50 mm de diamètre et de 75 mm de focale. Ils sont choisis de manière à corriger les aberrations sphériques et chromatiques. Une troisième lentille est placée sur une platine de translation pour la mise au point sur la caméra et pour ajuster le grandissement. Typiquement le système est réglé avec un grandissement $G = 3$ et une ouverture numérique de ~ 0.24 . La résolution du système optique à la limite de diffraction est de l'ordre de $\sim 1.96 \mu\text{m}$, mais la résolution est surtout limitée par la taille des pixels de la matrice CCD de caméra qui est de $9 \mu\text{m}$.

Nous utilisons une caméra Princeton ST138 avec une efficacité quantique à 780 nm d'environ 45% . La surface de la matrice est de 512×768 pixels. Elle est protégée de la lumière par un diaphragme qui s'ouvre avec un temps relativement long de 5 ms .

section efficace moyenne des atomes du nuage est difficile car la polarisation du faisceau imageur n'est pas rigoureusement circulaire et le champ magnétique homogène n'est pas rigoureusement parallèle à la surface de la puce. Expérimentalement nous avons travaillé avec un coefficient de Clebsch-Gordan effectif égal à 1

2.4.3 Image du nuage

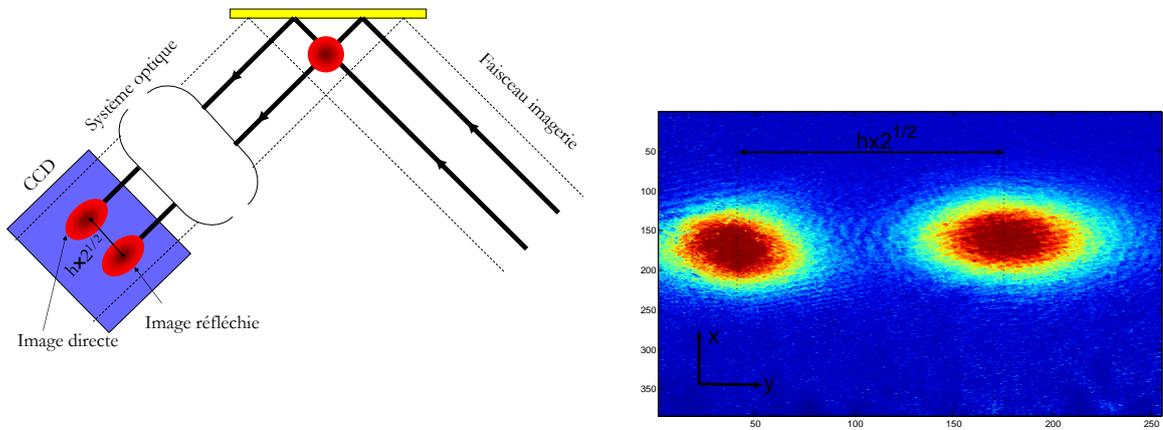


FIGURE 2.26 – Schéma de principe de l'imagerie à 45 degrés. Cette méthode donne deux images, directe et indirecte, du nuage. Elles fournissent un diagnostic sur toutes les dimensions du nuage. Cette configuration est un moyen simple de mesurer la hauteur du nuage atomique par rapport à la surface de la puce comme le montre l'image d'absorption à droite.

Le faisceau imageur est superposé avec l'un des faisceaux du P.M.O à 45°. Lors des acquisitions des images, on constate que nous obtenons deux nuages. Pour donner une explication, on peut se référer à la figure 2.26. Si on considère deux rayons du faisceau imageur, le premier traverse directement le nuage puis est réfléchi par la puce avant de passer par le système optique d'imagerie. L'image obtenue est appelé image directe. Le second faisceau est d'abord réfléchi par la puce puis traverse le nuage et passe enfin par le système optique pour donner l'image indirecte. L'image directe et l'image indirecte permettent d'avoir une information sur toutes les dimensions du nuage réel. Notons aussi que les polarisations des faisceaux direct et indirect sont différentes, et en présence du champ magnétique, il est possible ne de visualiser l'une ou l'autre des images suivant la fréquence du faisceau d'imagerie. On peut consulter la thèse de C. Aussibal pour plus de détails [48]. Le choix de faire de l'imagerie dans cette configuration nous donne aussi un moyen simple de mesurer la hauteur du nuage par rapport à la surface de la puce.

2.5 Système de contrôle de l'expérience

Les étapes de refroidissement s'accompagnent d'une succession d'événements qu'il faut absolument maîtriser de manière précise. Ces événements se déroulent sur des séquences temporelles qui diffèrent de plusieurs ordres de grandeurs. Il faut pouvoir commander chaque élément qui compose le dispositif expérimental à un instant bien défini, et pour certains sur la même fenêtre temporelle. Une solution pour gérer le dispositif est de mettre en place un outil programmable qui permet de synchroniser tous les systèmes électriques utiles au refroidissement et à la prise d'images. Pour cela, nous utilisons le séquenceur développé par André Villing qui répond à toutes ces exigences.

2.5.1 Le séquenceur

Le séquenceur est un ensemble de modules électroniques programmable par ordinateur. Le système comprend une carte électronique principale avec une horloge, contrôlé

par ordinateur, qui permet de cadencer des cartes analogiques, des cartes numériques, et même des cartes qui génèrent des rampes. La carte principale peut commander jusqu'à huit cartes. Chacune de ces cartes comporte des voies numériques ou analogiques indépendantes qui contrôlent les différents éléments électriques du dispositif expérimental (les alimentations, les obturateurs mécaniques, le déclenchement de la caméra, les boîtiers de contrôle des modulateurs acousto-optiques, etc.).

2.5.2 Contrôle du dispositif expérimental

Le fonctionnement du séquenceur est complexe mais on peut en donner une description très simplifiée. Dans un premier temps, nous programmons sous Matlab les séquences temporelles que nous désirons réaliser. Les informations sont envoyées au séquenceur. Celui-ci va synchroniser toutes les cartes secondaires et distribuer, aux instants programmés, les signaux électriques aux voies TTL ou analogues (tensions de sorties qui varient pour certaines de ± 5 V et ± 10 V pour d'autres). La résolution temporelle du séquenceur est de l'ordre de la microseconde. L'avantage du séquenceur est que l'ordinateur est complètement libre après avoir donné le départ de la séquence expérimentale et attend alors les données de la caméra.

2.6 Conclusion

Durant cette thèse, nous avons mis en place un dispositif expérimental qui permet de refroidir et de piéger des atomes. Nous avons mis en place un système laser qui délivre la puissance nécessaire pour un refroidissement efficace. Les sources lasers sont asservies en fréquence. Le désaccord en fréquence par rapport à la transition piège, et quasiment tous les éléments électriques sont pilotés par ordinateur, via un séquenceur qui gère chaque événement temporel. L'enceinte à vide utilisée a été conçue pour avoir un grand accès optique, et est assez grande pour contenir de petites bobines qui fonctionnent avec des courants modérés. De plus, elle dispose d'un passage pour une fibre optique pour la détection locale d'atomes. Nous avons mis en place un dispositif d'imagerie qui permet de déterminer le nombre d'atomes dans le nuage, de mesurer sa hauteur par rapport à la surface de la puce, et de déterminer les caractéristiques usuelles dont nous avons besoin dans les expériences d'atomes froids. Ce dispositif nous a permis d'obtenir un P.M.O externe d'environ $\sim 8 \cdot 10^6$ atomes.

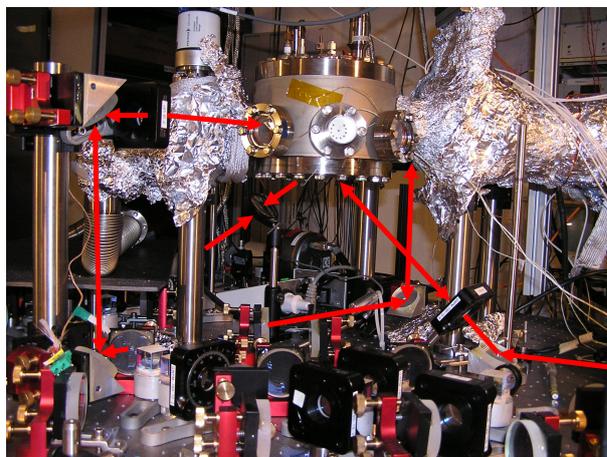


FIGURE 2.27 – Photographie de l'enceinte à vide avec la trajectoire des faisceaux.

Chapitre 3

Optique intégrée : guides optiques

Sommaire

3.1	Principe du guidage optique	60
3.1.1	Le guide diélectrique plan	60
3.1.2	Cas simple : Modes TE et TM dans un guide planaire symétrique	62
3.1.3	Cas général : Modes TE guidés dans un guide asymétrique . . .	67
3.2	Guides bidimensionnels	70
3.2.1	Objectifs et contraintes	70
3.2.2	Choix des matériaux	70
3.2.3	Choix de la géométrie	72
3.3	Calcul du mode fondamental	73
3.3.1	Description du guide monomode à 780 nm	73
3.3.2	Calcul approché	74
3.3.3	Calcul numérique	76
3.3.4	Comparaison avec le modèle simple	77
3.4	Conclusion	78

Le guide optique monomode à 780 nm est l'élément de base qui constitue la cavité pour détecter des atomes. Dans ce chapitre nous allons aborder la notion de guidage optique d'une onde lumineuse dans une structure bidimensionnelle. Nous cherchons à mettre au point un guide monomode à faible pertes pour une longueur d'onde de travail imposée. Bien que des outils de simulations existent pour optimiser le guidage, il est utile de se forger une intuition du guidage optique dans une structure 2 D en se ramenant à un problème unidimensionnel. Pour ce faire, nous commencerons d'abord par étudier les cas simples de guides plans. Ces systèmes nous permettront d'introduire la notion d'indice effectif et de modes discrets. Puis, nous déterminerons les principales caractéristiques de ces guides, qui peuvent dans certains cas être transposées à une structure plus complexe. Avec les paramètres de guidage en tête, nous nous poserons la question du choix de la géométrie de la structure guidante, du matériau, de la taille du mode (ou du confinement). Enfin, nous présenterons le guide et nous calculerons numériquement le mode fondamental qu'il supporte. A l'aide d'une méthode simple, qui repose sur les guides planaires, nous tenterons d'approcher le résultat de la simulation.

3.1 Principe du guidage optique

Dans cette partie nous allons à partir des équations de Maxwell déterminer les modes guidés TE et TM des guides plans symétriques et asymétriques. Nous tenterons ici de dégager les propriétés essentielles du guidage qui nous seront utiles pour le guide bidimensionnel. Le lecteur pourra par exemple se référer à l'ouvrage [78] pour plus de précision sur le guidage dans les guides planaires.

3.1.1 Le guide diélectrique plan

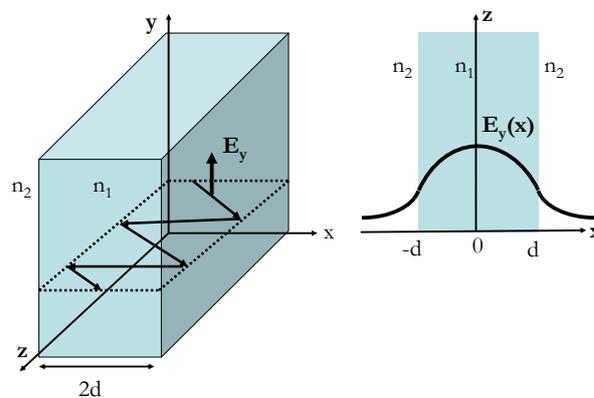


FIGURE 3.1 – Schéma d'un guide plan. Les milieux latéraux ont un indice inférieur à la couche centrale pour garantir la condition de guidage.

Les guides plans sont les guides optiques les plus simples. La figure 3.1 montre une structure typique d'un guide plan diélectrique symétrique. Il est constitué d'un milieu d'indice n_1 (souvent appelé cœur) qui est placé dans un milieu semi-infini d'indice optique n_2 (ou gaine) d'où l'appellation de guide symétrique. Le plus simple exemple est une lame de verre baignée dans l'air ou dans un fluide d'indice optique plus faible.

Le guidage d'une onde peut être expliqué par l'optique géométrique en terme de réflexion totale interne. Si un rayon qui arrive en incidence avec un angle supérieur à un angle limite, alors le rayon n'est pas réfracté et est totalement réfléchi. Autrement dit, le rayon a subi une réflexion totale interne. L'angle limite est donné par la loi de Snell-Descartes qui ne dépend que des indices des deux milieux. La condition pour laquelle la réfraction est impossible impose que l'indice du milieu dans lequel le rayon arrive en incidence doit être supérieur à l'indice de l'autre milieu, soit $n_1 > n_2$ pour la structure présentée sur la figure 3.1. Les rayons se propagent alors en zig-zag le long des parois de la couche guidante. Si l'optique géométrique permet une compréhension qualitative du guidage optique, elle atteint rapidement ses limites pour décrire et expliquer la notion de modes résonants discrets ainsi que la répartition transverse de l'énergie lumineuse dans le guide. Pour cela nous utiliserons l'approche ondulatoire qui est une théorie plus rigoureuse nous permettant de calculer, à l'aide des équations de Maxwell, les champs électromagnétiques guidés.

On considère une onde électromagnétique qui se propage dans un milieu de constantes

diélectriques μ et ϵ et sans sources. Les équations de Maxwell s'écrivent :

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\mu \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \quad (3.1)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \epsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (3.2)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 0 \quad (3.3)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{H} = 0 \quad (3.4)$$

On suppose que l'onde se propage suivant un axe z le long de la couche guidante, et pour le moment nous ne tenons pas compte de la géométrie du guide. On associe à cette onde un champ électrique \mathbf{E} et un champ magnétique \mathbf{H} qui s'écrivent :

$$\mathbf{E}(x, y, z, t) = \mathbf{E}_m(x, y)e^{j(\omega t - \beta_m z)} \quad (3.5)$$

$$\mathbf{H}(x, y, z, t) = \mathbf{H}_m(x, y)e^{j(\omega t - \beta_m z)} \quad (3.6)$$

où ω et β_m sont respectivement la pulsation de l'onde et la constante de propagation de l'onde électromagnétique. Pour plus de clarté nous omettrons l'indice m et nous écrirons $\beta_m \equiv \beta$. Les champs \mathbf{E}_m et \mathbf{H}_m sont les fonctions d'ondes des modes guidés d'ordre m . De manière générale, les champs sont confinés dans les directions transverses (dans le plan (xOy)), et peuvent être non uniformes. Par conséquent, la dépendance avec les coordonnées x et y n'est pas forcément triviale. On peut tout de même décomposer les amplitudes $\mathbf{E}_m(x, y)$ et $\mathbf{H}_m(x, y)$ en terme de composantes longitudinales et transversales :

$$\mathbf{E}_m(x, y) = E_{x,m}(x, y) \mathbf{x} + E_{y,m}(x, y) \mathbf{y} + E_{z,m}(x, y) \mathbf{z} \quad (3.7)$$

$$= \mathbf{E}_{T,m}(x, y) + E_{z,m}(x, y) \mathbf{z} \quad (3.8)$$

$$(3.9)$$

$$\mathbf{H}_m(x, y) = H_{x,m}(x, y) \mathbf{x} + H_{y,m}(x, y) \mathbf{y} + H_{z,m}(x, y) \mathbf{z} \quad (3.10)$$

$$= \mathbf{H}_{T,m}(x, y) + H_{z,m}(x, y) \mathbf{z} \quad (3.11)$$

A partir de ces décompositions, les équations Maxwell se réécrivent :

$$\nabla_T E_{z,m} \times \mathbf{z} - j\beta \mathbf{z} \times \mathbf{E}_{T,m} = -j\omega \mu \mathbf{H}_{T,m} \quad (3.12)$$

$$\nabla_T H_{z,m} \times \mathbf{z} - j\beta \mathbf{z} \times \mathbf{H}_{T,m} = j\omega \epsilon \mathbf{E}_{T,m} \quad (3.13)$$

$$\nabla_T \times \mathbf{E}_{T,m} + j\omega \mu \mathbf{z} H_{z,m} = 0 \quad (3.14)$$

$$\nabla_T \times \mathbf{H}_{T,m} - j\omega \epsilon \mathbf{z} E_{z,m} = 0 \quad (3.15)$$

$$\nabla_T \cdot \mathbf{E}_{T,m} - j\beta E_{z,m} = 0 \quad (3.16)$$

$$\nabla_T \cdot \mathbf{H}_{T,m} - j\beta H_{z,m} = 0 \quad (3.17)$$

Les équations précédentes permettent de classer les composantes transverses selon la valeur des composantes longitudinales :

Composantes longitudinales	Modes
$E_{z,m} = 0$ et $H_{z,m} = 0$	TEM
$E_{z,m} = 0$ et $H_{z,m} \neq 0$	TE
$E_{z,m} \neq 0$ et $H_{z,m} = 0$	TM
$E_{z,m} \neq 0$ et $H_{z,m} \neq 0$	EH ou hybrides

Notons que l'existence de ces modes dépend de la géométrie du guide. Les composantes longitudinales $E_{z,m}$ et $H_{z,m}$ satisfont les équations de Helmholtz :

$$\nabla_T^2 E_{z,m} + k_c^2 E_{z,m} = 0 \quad (3.18)$$

$$\nabla_T^2 H_{z,m} + k_c^2 H_{z,m} = 0 \quad (3.19)$$

où k_c est le nombre d'onde de coupure qui dépend de la pulsation de l'onde ω et de la constante de propagation effective β :

$$k_c = \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} - \beta^2} \quad (3.20)$$

où c est la célérité de la lumière. La quantité k_c est très importante puisque elle fixe le comportement sinusoïdal ou exponentiel du champ électromagnétique dans le guide. La résolution des équations de Helmholtz (3.18) et (3.19), permet de calculer les modes dans un guide en imposant des conditions aux limites.

3.1.2 Cas simple : Modes TE et TM dans un guide planaire symétrique

Modes guidés TE

Nous allons nous intéresser aux modes *Transverses Electriques* (*TE*), c'est à dire le cas où $E_{z,m} = 0$ et $H_{z,m} \neq 0$. Un mode *TE* a son champ électrique perpendiculaire au plan (xOz). On calcule ces modes à partir des équations de Helmholtz (éq.3.18-3.19), en imposant les conditions aux bords du guide présenté sur la figure 3.1. La connaissance des composantes longitudinales nous est utile pour calculer les composantes transverses du problème.

Les solutions dépendent uniquement de la coordonnée x , puisque la structure est invariante dans la direction y . Le nombre d'onde de coupure k_c dépend des constantes diélectriques du système. Nous savons donc, d'après l'optique géométrique, que pour avoir une réflexion totale interne, il faut que l'indice du cœur soit plus grand que l'indice de la gaine ($n_1 > n_2$). Dans le milieu d'indice n_1 , le vecteur d'onde dans la direction x qui s'écrit $k_{c,cur} = \sqrt{k_0^2 n_1^2 - \beta^2}$. Dans le cœur, il faut par conséquent $k_0 n_1 > \beta$, sinon k_c est imaginaire alors le champ s'atténuera et ne sera donc pas guidé. Dans le cœur on s'attend à une solution sinusoïdale. En outre, à l'extérieur de la couche guidante $k_{c,gaine} = \sqrt{k_0^2 n_2^2 - \beta^2}$. Or, pour que le champ reste confiné dans la gaine, $k_{c,gaine}$ doit être imaginaire. Dans le cas contraire, le champ se propagera suivant la direction transverse x et en terme d'optique géométrique, cela correspondrait à un rayon réfracté. Par conséquent, la condition pour que le champ s'atténue dans la gaine est $\beta > k_0 n_2$. Ainsi, le champ s'atténuera exponentiellement $e^{\pm \Im[k_{c,gaine}]x}$, avec $\Im[k_{c,gaine}]$ la partie imaginaire de $k_{c,gaine}$. L'atténuation du champ se fait sur une distance caractéristique appelée épaisseur de peau $1/\Im[k_{c,gaine}]$.

Nous venons ici de donner la condition de guidage : $n_2 < \beta/k_0 < n_1$. La quantité :

$$\beta/k_0 = n_{eff} \quad (3.21)$$

est appelée indice effectif. Il s'agit de l'indice moyen perçu par le mode dans le guide. Par souci de clarté, nous poserons désormais $k_{c,cur} \equiv k_c$ et $|k_{c,gaine}| \equiv \alpha_c = \sqrt{\beta^2 - k_0^2 n_2^2}$.

En utilisant les conditions de continuité de la composante transverse du champ $E_y(x)$ et de sa dérivée aux interfaces entre couches, on calcule le profil du champ électrique associé au mode *TE* :

$$E_y(x) = E_0 \begin{cases} \cos(k_c d) e^{\alpha_c(x+d)} & x \leq -d \\ \cos(k_c x) & -d \leq x \leq d \\ \cos(k_c d) e^{-\alpha_c(x-d)} & x \geq d \end{cases} \quad \text{modes } TE \text{ pairs} \quad (3.22)$$

et

$$E_y(x) = E_0 \begin{cases} \sin(k_c d) e^{\alpha_c(x+d)} & x \leq -d \\ \sin(k_c x) & -d \leq x \leq d \\ -\sin(k_c d) e^{-\alpha_c(x-d)} & x \geq d \end{cases} \quad \text{modes } TE \text{ impairs} \quad (3.23)$$

Pour une pulsation donnée ω , le calcul du profil du champ $E_y(x)$ nécessite de connaître les nombres d'onde k_c et α_c . Or, les équations de continuité du champ $E_y(x)$ aux interfaces imposent les contraintes suivantes :

$$\begin{aligned} \alpha_c &= k_c \tan(k_c d) && \text{modes } TE \text{ pairs} \\ \alpha_c &= -k_c \cot(k_c d) && \text{modes } TE \text{ impairs} \end{aligned} \quad (3.24)$$

Nous constatons qu'une autre équation est nécessaire pour déterminer les solutions k_c et α_c . On peut d'une part écrire k_c et α_c en fonction des indices optiques et de la pulsation de l'onde :

$$k_c^2 + \alpha_c^2 = \frac{\omega^2}{c^2} (n_1^2 - n_2^2) \quad (3.25)$$

On peut d'autre part introduire les quantités sans dimensions $u = k_c d$ et $v = \alpha_c d$:

$$v = u \tan\left(u - \frac{m\pi}{2}\right) \quad \text{pour le mode } m \quad (3.26)$$

et

$$v^2 + u^2 = V^2 \quad \text{pour le mode } m \quad (3.27)$$

où V est appelée fréquence normalisée qui peut s'écrire en fonction de l'ouverture numérique $N_A = \sqrt{n_1^2 - n_2^2}$, de la demi épaisseur d de la couche guidante et de la longueur d'onde dans le vide λ :

$$V = \frac{2\pi d}{\lambda} N_A \quad (3.28)$$

On comprend bien ici que la fréquence normalisée V est le paramètre qui décrit entièrement le guide et qui gouverne le nombre de modes propagatifs $M = \frac{2V}{\pi}$ [79]. L'important à retenir ici est que les équations 3.26 et 3.27 nous introduisent la notion de modes discrets. L'équation 3.26 est de période $\pi/2$ et l'équation 3.27 est l'équation d'un cercle de rayon V . Ainsi, à chaque fois que le rayon V dépasse un nombre entier de fois $\pi/2$, il existe une solution TE .

Enfin, on peut déterminer les paramètres k_c et α_c numériquement à l'aide des équations 3.26 et 3.27. Pour cela, on utilise une méthode numérique itérative basée sur la méthode de Newton, ou bien la méthode graphique. Cette méthode itérative converge très vite et elle est relativement proche de la vraie solution. L'itération de Newton utilise une approximation, précise à 1% près, de la vraie solution comme point de départ [80]. Néanmoins, par souci de pédagogie, il est plus utile de déterminer ces solutions par voie graphique, ce qui nous permettra de bien mieux comprendre la dispersion des solutions avec les paramètres inclus dans V .

Graphiquement, les solutions peuvent être déterminées aux intersections entre les courbes de l'équation 3.26 et le quart de cercle de rayon V de l'équation 3.28. Ainsi, le nombre d'intersections indique le nombre de modes qui existent avec les paramètres donnés de V .

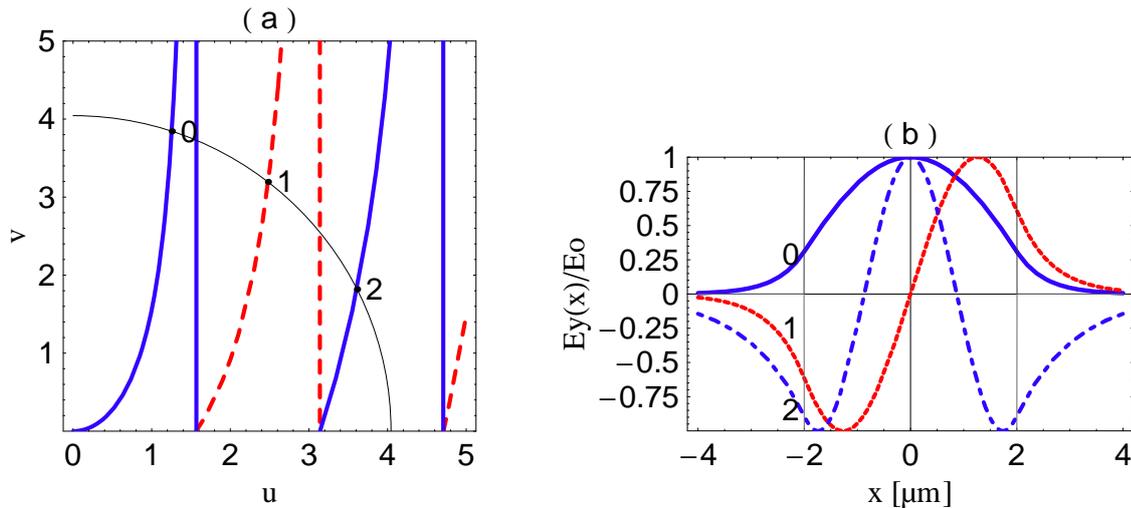


FIGURE 3.2 – Paramètre de guidage et calcul des profils modaux. Sur la figure (a) est représenté l'abaque (u, v) et le quart de cercle de rayon V . Les intersections du quart de cercle et des branches donnent les paramètres de guidage des modes pouvant exister dans la structure. L'arc de cercle intercepte les trois premières branches, indiquant ainsi l'existence de trois modes guidés à la longueur d'onde λ . Les points noirs aux intersections ont été calculés par la méthode de Newton, et coïncident avec l'intersection des courbes. La figure (b) représente l'allure du champ E_y , associé aux trois modes TE guidés. Il existe deux modes symétriques et un seul mode anti-symétrique.

On considère toujours le guide de la figure 3.1 et on détermine les paramètres clés du guidage. A titre d'exemple, on considère une onde de longueur d'onde $\lambda = 0.78 \mu\text{m}$ qui se propage dans le guide d'épaisseur $2d = 4 \mu\text{m}$, dont les indices sont $(n_1 = 3.155, n_2 = 3.145)$. Ces indices optiques sont ceux des couches du guide optique bidimensionnel que nous étudierons dans la prochaine section.

Sur la figure 3.2(a) est représenté l'abaque (v, u) permettant de déterminer les solutions k_c , α_c et β . Avec la méthode de Newton, nous avons calculé k_c et α_c qui coïncident avec l'intersection entre le quart de cercle et les courbes. Avec les paramètres que nous avons choisis, nous obtenons trois solutions. Il existe deux modes TE pairs et un seul mode TE impair. A partir de chaque solution du couple $\{k_c, \alpha_c\}$ nous pouvons représenter le profil du mode $E_y(x)$ associé (Fig.3.2(b)). A l'aide de l'abaque (u, v) , il est intéressant de noter les remarques suivantes :

1. Plus le rayon V est grand, plus il existe de modes guidés. On comprend donc facilement ici que le choix des contrastes d'indices des matériaux, l'épaisseur de la couche guidante et la longueur d'onde d'excitation détermine complètement le nombre de modes propagatifs que l'on peut indiquer. Le numéro du mode indique le nombre d'extrema du profil du champ.
2. On sait que $u \propto k_c$ et $v \propto \alpha_c$. On peut intuitivement avoir une idée du comportement du mode dans la structure guidante. En effet, pour un mode $v \rightarrow \infty$ il n'y a pratiquement pas d'atténuation exponentielle du champ dans la gaine puisque $1/\alpha_c \rightarrow 0$.
3. Chaque quantité α_c est associée à un mode. Plus le nombre de modes est important et plus α_c diminue. L'épaisseur de peau effective $1/\alpha_c$ est croissante avec les modes d'ordres supérieurs, ce qui augmente la partie du champ à l'extérieur du guide. Les

modes d'ordres supérieurs sont donc les moins confinés.

On retient que plus le nombre de mode est élevé et plus le mode fondamental est confiné. De manière quantitative, on peut justifier ce qui vient d'être dit en calculant le facteur de confinement Γ_m du mode m . Le calcul du facteur de confinement se fait en calculant la puissance P_m qui s'écrit :

$$P_m = \frac{\beta_m}{2\omega\mu_0} \int_{-d}^d E_y^2(x) dx \quad (3.29)$$

où β_m est la constante de propagation du mode m , $E_y(x)$ est le champ électrique associé au mode d'ordre m . On définit le facteur de confinement Γ_m par la relation suivante :

$$\Gamma_m = \frac{\int_{-d}^d E_y^2(x) dx}{\int_{-\infty}^{\infty} E_y^2(x) dx} \quad (3.30)$$

On montre pour un guide plan symétrique et dans le cas TE , qu'il est possible d'exprimer le confinement à l'aide de quantités normalisées [81] :

$$\Gamma = \frac{V + 2\sqrt{b}}{\bar{W}} \quad (3.31)$$

où V est la fréquence spatiale normalisée définie par la relation 3.28 et \bar{W} est la largeur effective normalisée du mode d'ordre m défini par :

$$\bar{W} = k_0 \sqrt{n_1^2 - n_2^2} W \quad (3.32)$$

avec $W = 2d + \frac{2}{\sqrt{b}}$ la largeur effective du mode à $1/e$. Le paramètre b est appelé indice effectif normalisé définie par :

$$b = \frac{n_{eff}^2 - n_2^2}{n_1^2 - n_2^2} \quad \text{avec } 0 < b < 1 \quad (3.33)$$

où $n_{eff} = \beta/k_0$ est l'indice effectif.

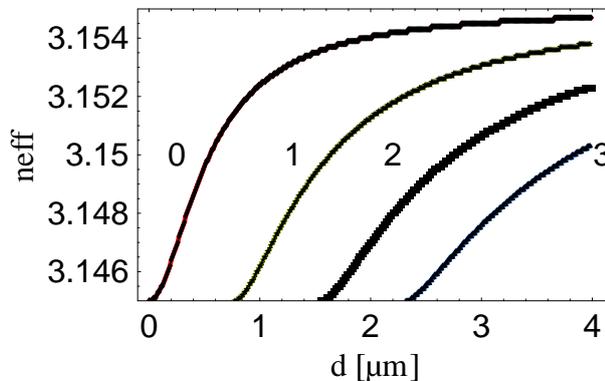


FIGURE 3.3 – Courbes d'évolution de l'indice effectif en fonction de la demi-largeur de la couche guidante d'un guide plan symétrique.

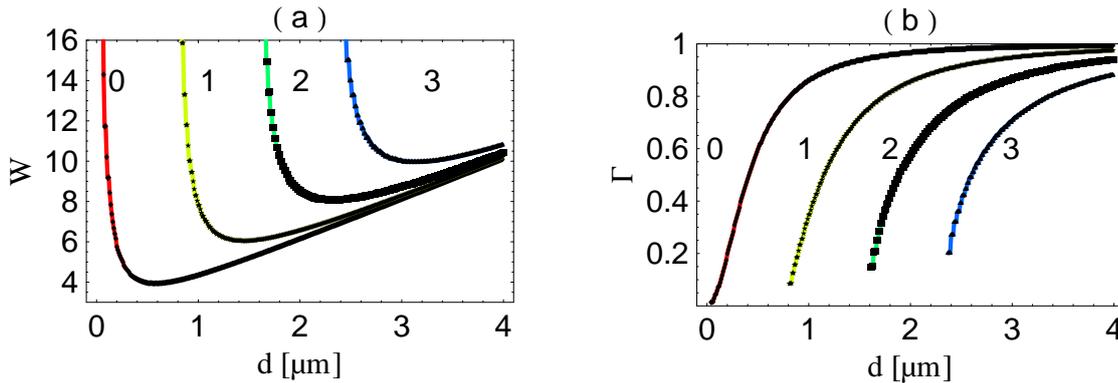


FIGURE 3.4 – Courbes d'évolution de la largeur en $1/e$ du mode guidé (a) et le confinement du mode (b). La largeur du mode atteint un minimum local lorsque l'épaisseur de la couche guidante est proche de l'épaisseur de coupure. Le confinement augmente avec l'épaisseur du guide. Plus le nombre de modes augmente et plus le mode fondamental est confiné.

Toutes ces quantités dépendent de l'indice effectif. Il est donc utile de représenter en premier lieu l'évolution de l'indice effectif des modes guidés en fonction de la demi-largeur d de la couche guidante (Fig.3.3). L'indice effectif augmente avec l'épaisseur de la couche guidante. On constate qu'il existe des valeurs limites d'épaisseurs à partir desquelles la structure supporte des modes d'ordres supérieurs. On appelle ces valeurs limites épaisseurs de coupure. On remarque aussi, qu'à partir du premier mode supérieur, l'écart entre les longueurs de coupure diminue avec le nombre de modes excités.

Connaissant l'évolution de l'indice effectif avec d , on peut calculer l'évolution de la largeur effective et du confinement en fonction de d . La figure 3.4(a) montre l'évolution de la largeur du mode fondamental et les trois modes d'ordres supérieurs. On constate que chacune de ces courbes présentent un minimum local pour une valeur de d légèrement inférieure à la limite de l'épaisseur de coupure. La figure 3.4(b) montre l'évolution du facteur de confinement Γ avec d pour chaque mode. Le confinement augmente avec la largeur de la couche guidante, et augmente aussi avec l'indice effectif (éq.3.31). Les modes d'ordres les plus bas sont plus confinés que les modes d'ordres les plus hauts.

Enfin, on présente un dernier résultat où nous avons optimisé les paramètres de guidage pour que le guide ne supporte que le mode fondamental. Nous avons conservé la même longueur d'onde et les mêmes indices que précédemment, mais nous avons diminué l'épaisseur à $2d = 1.54 \mu\text{m}$. Nous avons reporté les résultats des calculs de l'abaque (u, v) sur la figure 3.5(a). Le cercle de rayon $V \approx 1.55$ coupe une seule branche, celle du mode fondamental $m = 0$. La figure 3.5(b) montre le profil du champ associé au mode fondamental guidé par la structure.

Modes guidés TM

La détermination des solutions de l'équation 3.37 repose sur le même principe que dans le cas TE . Les modes TM ont leur vecteur champ magnétique perpendiculaire au plan d'incidence (xOz) . Les amplitudes du champ s'écrivent :

$$\begin{aligned} E_{x,m} &= -\frac{j\beta}{\omega\epsilon} H_{y,m} \\ E_{z,m} &= -\frac{j}{\omega\epsilon} \frac{\partial}{\partial x} H_{y,m} \end{aligned} \quad (3.34)$$

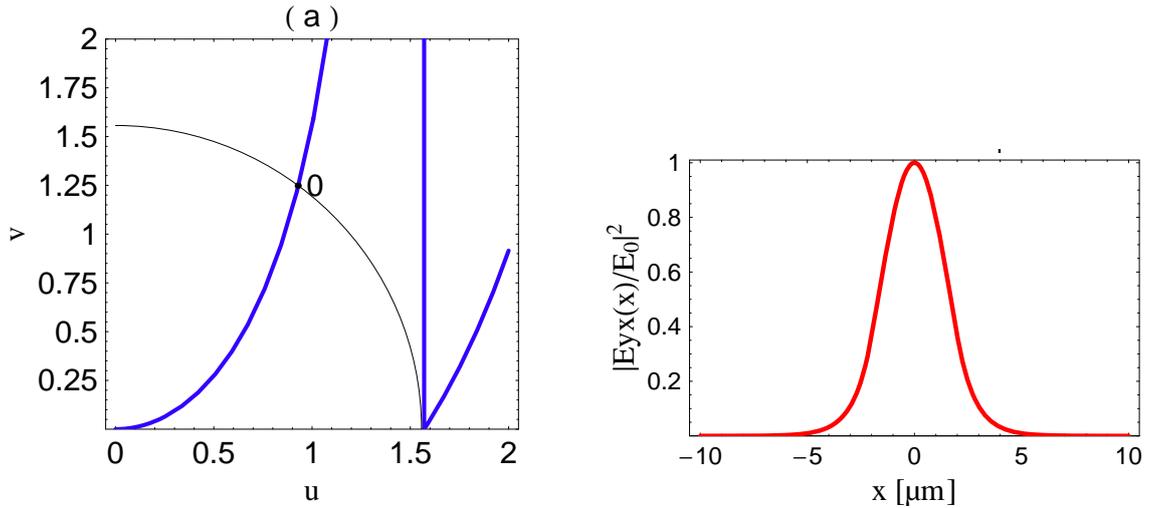


FIGURE 3.5 – Abaque (u, v) et profil du champ associé au mode TE . La courbe (a) montre que l'arc de cercle intercepte un seul et unique point. Il existe alors une solution donnant un mode TE guidé, qui est le mode fondamental. Sur la figure (b), on a représenté le profil du champ E_y du mode fondamental.

Les modes TM d'ordres m s'écrivent avec les conditions aux bords appropriées :

$$H_{y,m}(x) = H_0 \begin{cases} \cos(k_c d) e^{\alpha_c(x+d)} & x \leq -d \\ \cos(k_c x) & -d \leq x \leq d \\ \cos(k_c d) e^{-\alpha_c(x-d)} & x \geq d \end{cases} \quad \text{modes } TM \text{ pairs} \quad (3.35)$$

et

$$H_{y,m}(x) = H_0 \begin{cases} \sin(k_c d) e^{\alpha_c(x+d)} & x \leq -d \\ \sin(k_c x) & -d \leq x \leq d \\ -\sin(k_c d) e^{-\alpha_c(x-d)} & x \geq d \end{cases} \quad \text{modes } TM \text{ impairs} \quad (3.36)$$

Ces dernières équations sont presque les mêmes que dans le cas TE . Les quantités $u = k_c d$ et $v = \alpha_c d$ s'écrivent :

$$v = \frac{n_1^2}{n_2^2} u \tan\left(u - \frac{m\pi}{2}\right) \quad \text{pour le mode } m \quad (3.37)$$

Les solutions des modes TM sont déterminées de la même façon que pour les modes TE .

3.1.3 Cas général : Modes TE guidés dans un guide asymétrique

Considérons maintenant un guide plan asymétrique présenté sur la figure 3.6. Le guide est formé d'un empilement, dans la direction Ox , de trois couches d'indices n_1 , n_2 et n_3 tels que $n_1 < n_3 < n_2$. Les couches supérieures sont semi-infinies et la couche guidante d'indice n_2 a une épaisseur d . L'onde lumineuse se propage dans la direction Oz et sa fonction d'onde est continue transversalement à la direction de propagation. On peut classer les modes de propagation suivant la valeur de l'indice effectif [81] :

- pour $n_3 < n_{eff} < n_2$ on trouve des modes discrets appelés modes guidés. Les indices effectifs constituent un spectre discret. La solution est sinusoidale dans le cœur, et exponentielle dans les autres milieux.

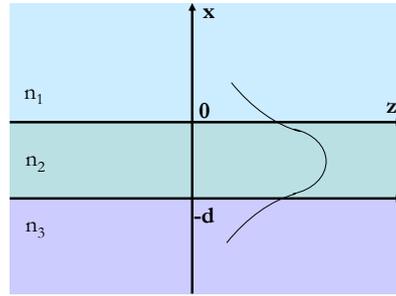


FIGURE 3.6 – Schéma d'un guide plan asymétrique.

- Pour $n_1 < n_{eff} < n_3$ les solutions sont des modes radiatifs de substrats. Le champ tend vers zéro dans la couche supérieure et il est oscillant dans les autres couches. Les indices effectifs forment un spectre continu.
- pour $0 \leq n_{eff} < n_1$, le champ n'a pas de décroissance exponentielle. Les modes sont appelés modes radiatifs d'air et les indices effectifs forment un spectre continu.
- Enfin, dans le cas où l'indice effectif est imaginaire pur, les modes sont évanescents.

La résolution des équations 3.18 permet de calculer le profil du champ électrique des modes TE :

$$E_{y,m} = E_0 \begin{cases} (\cos(hd) + \frac{q}{h} \sin(hd))e^{p(x+d)} & x \leq -d \\ \cos(hx) - \frac{q}{h} \sin(hx) & -d \leq x \leq 0 \\ \cos(-qx) & x \geq 0 \end{cases} \quad (3.38)$$

où les constantes h , p , et q sont liées à la pulsation et à la constante de propagation de l'onde et qui ont pour expression :

$$\begin{aligned} h &= \sqrt{\frac{n_2^2 \omega^2}{c^2} - \beta^2} \\ p &= \sqrt{\beta^2 - \frac{n_1^2 \omega^2}{c^2}} \\ q &= \sqrt{\beta^2 - \frac{n_3^2 \omega^2}{c^2}} \end{aligned} \quad (3.39)$$

Pour assurer la continuité de $E_{y,m}$ et de $H_{z,m}$ aux interfaces en $x = 0$ et $x = -d$, les paramètres h , p , et q doivent obéir à la relation de dispersion suivante :

$$\tan(hd) = \frac{p + q}{h - \frac{pq}{h}} \quad (3.40)$$

On peut réécrire l'équation de dispersion (éq.3.40) en fonction de quantités normalisées qui ont été introduites dans le cas du guide symétrique pour le cas TE (éq.3.28 et éq.3.33) :

$$V\sqrt{b-1} = \arctan\left(\sqrt{\frac{b}{1-b}}\right) + \arctan\left(\sqrt{\frac{b+a}{1-b}}\right) + m\pi \quad (3.41)$$

où V est la fréquence normalisée, b l'indice effectif normalisé et a est le coefficient d'asymétrie qui est défini par :

$$a = \frac{n_3^2 - n_1^2}{n_2^2 - n_3^2} \quad (3.42)$$

avec n_{eff} l'indice effectif du mode d'ordre m . On peut déterminer les indices effectifs en résolvant l'équation 3.41 et par conséquent on peut calculer tout les modes guidés du guide asymétrique. On suppose que le guide plan est constitué de couches d'indices $n_1 = 1$, $n_2 = 3.5$, et $n_3 = 3.2$. L'épaisseur de la couche guidante est de l'ordre de la longueur d'onde. Avec ces paramètres, la résolution de l'équation de dispersion 3.41 nous donne trois solutions d'indices effectifs : $n_{eff,0} = 3.473$, $n_{eff,1} = 3.393$ et $n_{eff,2} = 3.263$. Ces modes font donc partie des modes guidés puisque leur indice effectif est compris entre $n_3 < n_{eff} < n_2$. Sur la figure 3.7, nous avons calculé les profils des champs associés à ces trois modes guidés. Nous constatons à première vue que le mode fondamental est plus confiné que les autres modes ; la décroissance exponentielle du champ a lieu sur une plus faible distance que pour les modes supérieurs. Un calcul du facteur de confinement nous permet confirmer cela puisque $\Gamma_0 = 0.99$, $\Gamma_1 = 0.95$ et $\Gamma_2 = 0.84$. Autour de l'interface de la structure où la différence d'indice est grande, la profondeur de peau du champ évanescent est plus faible qu'autour de l'interface où la différence d'indice est plus faible.

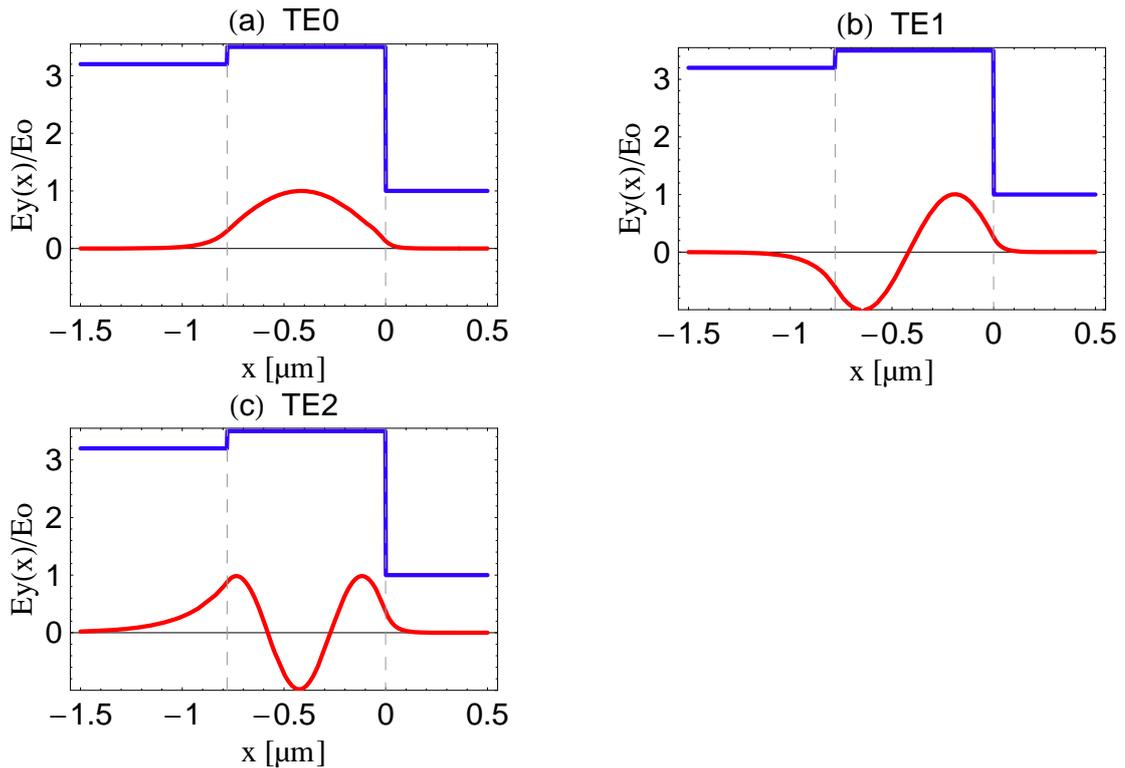


FIGURE 3.7 – Profils des champs électriques E_y associés aux trois premiers modes TE. Les lignes bleues représentent le profil d'indice dans la structure.

Dans cette section nous venons d'illustrer avec des structure simples la notion de modes propres de propagation. L'analyse de ces modèles simples nous a permis de dégager les propriétés essentielles des modes guidés. Nous avons pu saisir l'importance que jouaient l'épaisseur et les d'indices pour une longueur d'onde fixée. Nous avons vu comment il

fallait choisir ces paramètres pour concevoir un guide monomode à une longueur d'onde donnée. La compréhension de ces simples guides planaires nous permettra d'aborder des structures plus complexes tels que les guides bi-dimensionnel que nous allons voir dans la prochaine section.

3.2 Guides bidimensionnels

Les guides bidimensionnels sont largement utilisés en optoélectronique et ils constituent l'élément de base dans les diodes laser à jonction. Nous allons dans cette section présenter le guide bidimensionnel que nous souhaitons réaliser. Dans un premier temps nous allons énoncer les contraintes auxquelles le guide est soumis. Puis, nous justifierons les choix des matériaux et de la géométrie.

3.2.1 Objectifs et contraintes

Nous avons pour objectif de faire une cavité basée sur un guide d'onde monomode à 780 nm. Le guide doit répondre aux exigences suivantes :

1. Le matériau doit être optimisé pour qu'il n'absorbe pas à la longueur d'onde de $\lambda = 780$ nm. Le choix des matériaux du guide va imposer un jeu d'indices optiques. Cette contrainte implique le point suivant.
2. Le mode doit être d'une part suffisamment petit pour optimiser la coopérativité (optimisation de la section du mode). Mais d'autre part, il ne faut pas qu'il soit trop confiné afin de limiter la diffraction dans la tranchée. Le confinement du mode est fonction des indices et des dimensions caractéristiques des différentes couches qui constituent le guide.
3. La structure géométrique du guide doit être bien adaptée pour que les pertes optiques par contact du champ aux interfaces rugueuses soient faibles.

3.2.2 Choix des matériaux

Nous avons choisi d'utiliser les composés semiconducteurs parce qu'ils sont couramment utilisés en optique intégrée et que la fabrication de guides optiques avec ces matériaux peut être réalisée au Laboratoire de Photonique et de Nanostructures. Les semiconducteurs sont des matériaux intéressants dans le sens où l'on peut modifier leurs propriétés physiques grâce aux électrons, ce qui peut éventuellement ouvrir des perspectives à long terme pour des applications à l'optique atomique. Par exemple, on peut imaginer une cavité optique, pour détecter des atomes, qui peut être accordée en fréquence en modifiant localement l'indice effectif à l'aide de porteurs de charge. Pour aller plus loin, nous pouvons imaginer fabriquer sur un même substrat une diode laser à 780 nm, la cavité, et une photodiode pour la détection. On pourrait également envisager un interféromètre Mach-Zehnder optique miniature constitué par des guides d'ondes pour détecter des atomes. On mesure alors le déphasage causé par la dispersion due aux atomes qui passent à travers la tranchée sur un bras de l'interféromètre.

Généralités sur les semi-conducteurs de type III-V

Les matériaux de type III-V offrent dans le cadre d'une intégration monolithique la possibilité d'associer les fonctions photoniques actives (diodes lasers) et passives (photo-détecteurs). Les constituants de base de ce type de matériaux appartiennent aux colonnes

III et V du tableau périodique des éléments. L'arséniure de gallium (GaAs) et le phosphore d'indium (InP) forment les composés binaires de base, et jouent le rôle de substrats sur lesquels reposent d'autres couches, de composés ternaires ou quaternaires, déposées par croissance cristalline (épitaxie). Par définition, les composés ternaires comme $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ou $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ possèdent trois constituants. L'intérêt de ces composés ternaires réside dans la dépendance des propriétés physiques avec la concentration en aluminium ou en indium. On peut citer par exemple les propriétés optiques, thermiques, et mécaniques. Si on connaît l'évolution de ces propriétés avec la concentration en aluminium, alors on peut optimiser le matériau pour une application donnée. Il n'existe pas d'expression analytique donnant l'évolution de ces caractéristiques physiques. En revanche, il existe des lois empiriques basées sur des modèles et des extrapolations de données expérimentales.

Nous avons choisi de fabriquer des guides d'ondes en $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ car nous voulons à long terme un système complètement intégré, et ce type de semi-conducteur présente les caractéristiques photoniques pour une intégration complète.

Caractéristiques du ternaire $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ et choix de la fraction d'aluminium

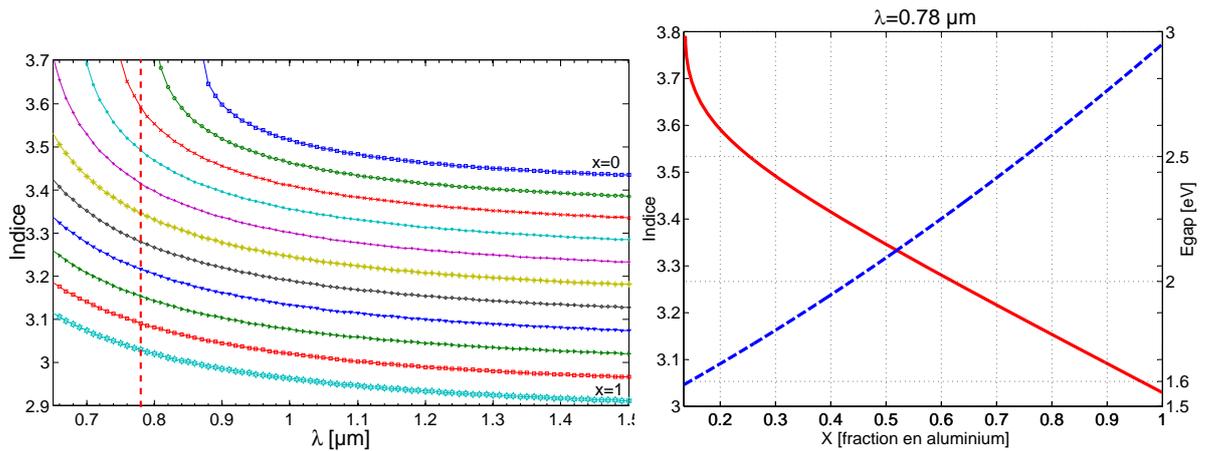


FIGURE 3.8 – A gauche, évolution de l'indice du matériau $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ en fonction de la longueur d'onde pour différentes fractions x d'aluminium. A droite (courbe rouge), évolution de l'indice à 780 nm. L'indice décroît avec x pendant que l'énergie de gap augmente avec x . (courbe bleue) Evolution de l'énergie de gap en fonction de de la concentration x d'aluminium dans le composé $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ à 300 K. Pour le GaAs ($x=0$), l'énergie de gap est de l'ordre de 1.43 eV correspondant à un photon de longueur d'onde de l'ordre de $\lambda_{\text{gap}}^{\text{GaAs}} \approx 870 \text{ nm}$.

La particularité de notre cavité est que celle-ci est intégrée sur un guide d'onde optique. La performance de la cavité est étroitement liée aux pertes de propagation du guide. Il s'agit donc de développer des guides d'ondes optiques à 780 nm avec de faibles pertes. Parmi tous les types de pertes, celles qu'il faut prendre en considération en premier lieu sont celles dues à l'absorption d'une onde lumineuse dans le matériau.

Les semi-conducteurs ont une structure de bandes d'énergie qui autorise le passage des électrons libres de la bande de valence vers la bande de conduction. Ce passage ne peut s'effectuer que si l'électron récupère suffisamment d'énergie. Cette énergie peut provenir d'une onde électromagnétique traversant le matériau. Une onde optique monochromatique de pulsation ω est quantifiée en photons d'énergie $E_{ph} = \hbar\omega$. Si l'énergie du photon est suffisamment importante, de sorte qu'elle soit supérieure à l'énergie de gap, alors le transfert d'énergie d'un électron est possible entre la bande de valence et la bande de conduction. Il en résulte l'absorption d'un photon et la création d'une paire électron-trou. Dans le cas contraire, l'interaction n'aura pas lieu et le photon traversera le milieu sans être absorbé. Dans le cas des semi-conducteurs en GaAs, l'énergie du gap de 1.43 eV correspondant à l'énergie d'un photon associé à la longueur d'onde de 870 nm. Par conséquent, les photons de longueur d'onde inférieure sont complètement absorbés. Dans le cas des composés ternaires comme $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, une modification de la fraction molaire x en aluminium ($0 \leq x \leq 1$) entraîne une variation de la largeur de gap et part conséquent une modification de l'indice de réfraction du composé ternaire [82, 81]. Ainsi, un empilement successif de couches de différentes fractions molaires en aluminium permet de réaliser des guides d'ondes optiques tout en limitant l'absorption d'une onde lumineuse à une longueur d'onde donnée. Pour illustrer ces deux effets, nous avons représenté sur la figure 3.8, la variation de la partie réelle de l'indice en fonction de la longueur d'onde pour une concentration x en aluminium donnée. Ces courbes nous montrent la variation rapide pour des longueurs d'ondes dans le début de la gamme du proche infra-rouge. On constate une variation quasi-constante à partir de la moitié de la gamme du proche-infrarouge. Nous avons également tracé cette variation d'indice (courbe rouge) et de l'énergie de gap (courbe en tirets bleus) en fonction de la fraction en aluminium pour $\lambda = 0.78 \mu\text{m}$. Nous constatons que l'énergie de gap augmente, pendant que l'indice diminue, avec la fraction x . En effet, lorsqu'on augmente l'énergie de gap nous avons d'une part une diminution de l'absorption à cette longueur d'onde. Mais d'autre part, l'indice du matériau diminue car la partie réelle de l'indice est une fonction décroissante de l'énergie de gap [82]. Pour une concentration en aluminium $x > 0.1$, la lumière à 780 nm n'est plus absorbée. Cependant, pour avoir un mode guidé suffisamment large afin qu'il diverge moins dans l'espace libre, il faut avoir des couches avec de forts indices optiques. Les couches que nous utiliserons ont des concentrations en aluminium de l'ordre de 80 %. Des concentrations supérieures à 90 % conduisent à des contraintes mécaniques importantes au niveau des couches épitaxiées. La justification du choix à ~ 80 % en aluminium est donc liée d'une part aux propriétés du guidage optique, et d'autre part à des contraintes relatives à l'épitaxie. Par ailleurs, pour l'alliage $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, le paramètre de maille varie de 5.654 Å à 5.660 Å lorsque x varie de 0 à 1 [83]. Par conséquent, les interfaces entre couches sont très peu sujettes aux contraintes mécaniques (pour des empilements de couches pas trop importantes) dues aux désaccords entre mailles, ce qui permet une croissance par épitaxie avec peu de défauts. Les couches épitaxiées auront donc une accroche entre elles efficace pour former par exemple des guides d'ondes.

3.2.3 Choix de la géométrie

Les guides de l'optique intégrée ont tous des pertes par diffusion et ce quelle que soit la nature du matériau utilisé. On distingue deux types de pertes par diffusion. Les premières sont les pertes par diffusion volumique. Elles résultent des défauts cristallins ou impuretés présentes dans le matériau. La densité et la taille relatives de ces imperfections devant la longueur d'onde font varier le coefficient d'absorption. Ces pertes peuvent être importantes si la croissance par épitaxie est imparfaite. Néanmoins, avec les techniques telles que l'épitaxie par jet moléculaire ce problème est minimisé (voir Chap.5). Le second type de pertes est lié à la rugosité de surface. Ces pertes interviennent au niveau

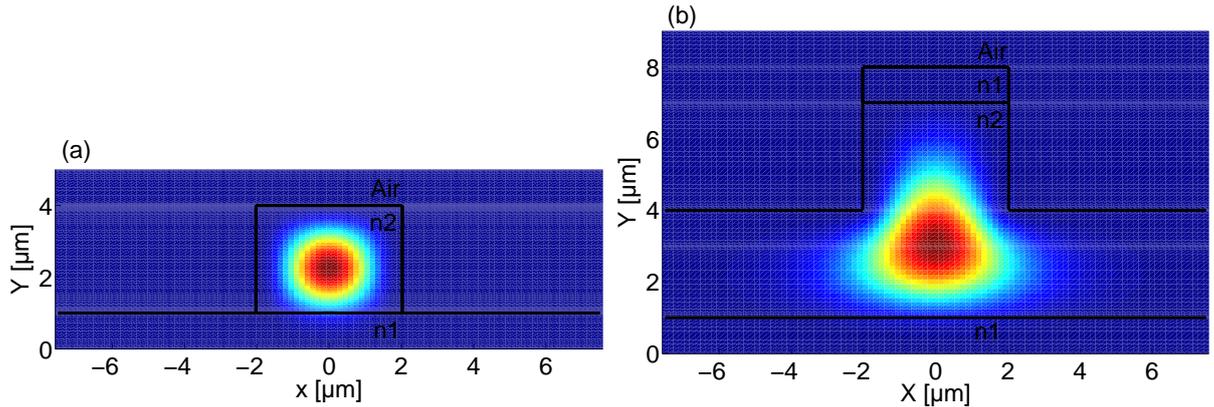


FIGURE 3.9 – Deux exemples de géométries de guides optiques avec $n_2 > n_1$. La figure (a), représente un guide en ruban composé de deux couches. La gaine supérieure est l'air. Dans cette géométrie, le confinement latéral est optimal mais le champ est trop proche des interfaces avec l'air. Les pertes par diffusion peuvent être importantes. Sur la figure (b), un guide chargé enterré. Le mode est guidé plus en profondeur, assurant un contact avec les interfaces plus faible, mais au détriment d'un confinement latéral moins optimal que sur la figure (a).

des interfaces d'indices différents où l'onde électromagnétique interagit. La rugosité est présente à deux endroits distincts. Le premier est au niveau des interfaces des couches déposées par épitaxie. Mais le dépôt se fait par couches atomiques et le contraste d'indice entre couches est si faible que ces pertes sont dans notre cas négligeables. L'autre endroit où la rugosité peut être importante sont les interfaces gravées au niveau des flancs et à la surface supérieure du ruban. Lors de la conception, la géométrie des guides doit être rigoureusement étudiée de façon à ce que le champ du mode guidé ne soit pas en contact avec les interfaces avec l'air.

Pour exemple, considérons deux géométries de guide composé des mêmes matériaux qui sont schématisées sur la figure 3.9. La figure (a) montre un guide en ruban, dont le champ interagit avec les interfaces supérieures et aux flancs. Clairement, avec cette géométrie les pertes optiques ne seront pas négligeables. Sur la figure (b) est représenté un guide de type chargé enterré. Dans ce cas, le champ est moins en contact avec les différentes interfaces. De plus le mode est moins confiné latéralement que le cas précédent, ce qui implique qu'il divergera moins dans l'espace libre (dans la tranchée). Ces deux remarques ont donc motivé notre choix vers le guide de type chargé enterré.

3.3 Calcul du mode fondamental

Nous venons de déterminer les indices et nous avons choisi la géométrie pour le guide. Nous allons maintenant pouvoir calculer le mode de la structure guidante. Nous calculerons le profil du mode à l'aide d'une méthode simple, en utilisant le modèle des guides plans. Enfin, nous calculerons à l'aide de la simulation numérique le mode supporté par la structure.

3.3.1 Description du guide monomode à 780 nm

Le choix du matériau va fixer l'indice optique des différentes couches qui formeront le guide. La structure du guide que nous avons étudié est présentée sur la figure Fig.3.10. Le guide est composé de trois couches $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ de concentrations en aluminium x et y . Les concentrations $x = 79.5\%$ et $y = 77.5\%$ sont disposées de

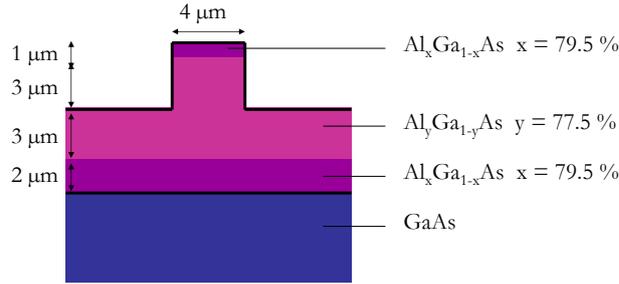


FIGURE 3.10 – Schéma de la coupe transversale du guide optique avec la composition des couches.

façon à ce que l'indice de la couche centrale $n_y = 3.155$ légèrement supérieur à l'indice des couches supérieure et inférieure d'indice $n_x = 3.145$, afin de respecter la condition de guidage. La structure présentée ici est appelée double hétérostructure car elle est constituée de trois couches. Les couches inférieure et supérieure sont appelées couches tampons. La première couche tampon sert à séparer la couche guidante de la couche absorbante (à 780 nm) c'est à dire le substrat en *GaAs*. Généralement, sur ces guides optiques, on dépose une électrode métallique ou bien une couche dopée pour réaliser des composants actifs. Pour éviter l'atténuation du mode, on ajoute une seconde couche tampon au dessus du ruban. Dans notre cas, cette seconde couche permet d'éviter que le mode soit en contact avec la rugosité de surface. Nous avons vu qu'une épaisseur de couche guidante choisie proche de l'épaisseur de coupure limite la pénétration du champ dans les couches tampons, et assure donc un meilleur confinement du mode dans la direction verticale (courbes 3.4(a)-(b)). Il faut tout de même que l'épaisseur de la première couche soit suffisamment grande pour éviter toute absorption du mode dans le substrat en *GaAs*. Cette épaisseur tampon est calculée de sorte que l'absorption du mode soit faible devant l'absorption du substrat [81].

3.3.2 Calcul approché

Méthode des indices effectifs

Nous avons vu qu'un empilement de milieux d'indices et d'épaisseurs judicieusement choisis assure la propagation d'une onde dans un plan de la couche guidante. Ainsi, ces simples structures assurent un confinement dans le plan des couches. Pour que la lumière puisse être guidée transversalement, il faut assurer le confinement dans l'autre direction orthogonale. Dans le cas des guides en ruban que nous avons vus précédemment, le confinement est réalisé en diminuant l'indice effectif dans les régions latérales.

L'étude de tels guides devient complexe lorsque le nombre de couches épitaxiées augmente. Bien sur, les propriétés modales des guides bidimensionnels sont différentes des propriétés que l'on trouve dans les structures unidimensionnelles, mais on tentera, quand cela est possible, de se ramener au problème simple de guides plans. La résolution rigoureuse du guidage en deux dimensions nécessite des méthodes numériques. Néanmoins, nous allons donner ici une méthode simple qui permet d'obtenir une solution approchée du guidage appelée méthode des indices effectifs. Cette méthode consiste à approximer l'équation de dispersion du guide $2D$ par celle d'un guide à trois couches.

Pour illustrer cette méthode des indices effectifs, considérons le guide en ruban présenté sur la figure 3.11 (a). Le guide est constitué d'une couche d'indice n_2 et d'une gaine inférieure d'indice n_3 . La structure est entourée d'un milieu d'indice n_1 qui est généralement de l'air. On suppose que les milieux d'indices n_1 et n_3 sont semi-infinis. On peut subdiviser ce guide ruban en trois régions *I*, *II*, et *III*. Dans les parties *I* et *III*, la couche d'indice n_2 a pour épaisseur d . Dans la région *II*, cette même couche a pour épaisseur t appelée

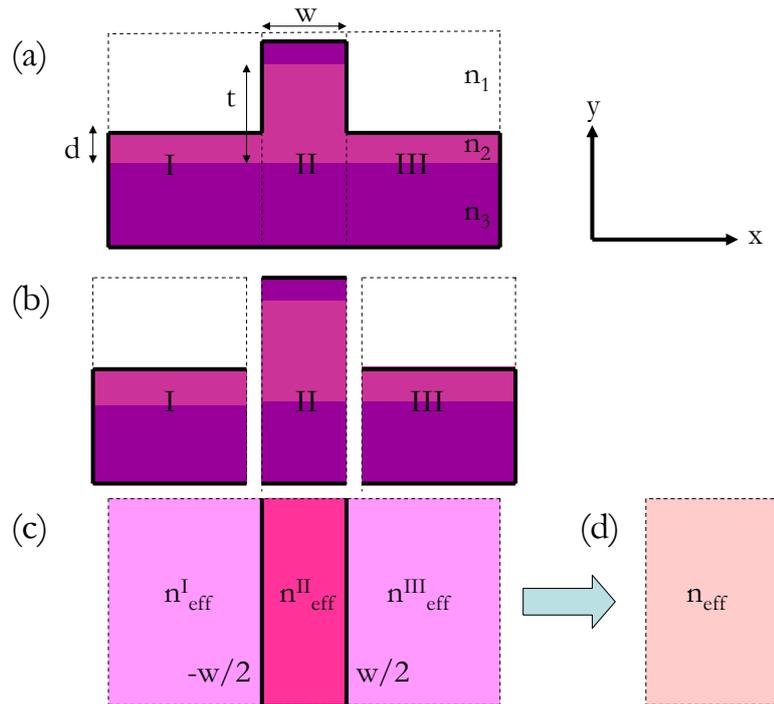


FIGURE 3.11 – (a) Schéma du principe de la méthode des indices effectifs. Le guide est divisé en trois régions. (b) Dans chaque région nous considérons l'empilement des couches comme une structure guidante. (c) On détermine dans chaque région, l'indice effectif. Par exemple avec les modèles des guides plan nous calculons les indices effectifs n_{eff}^I , n_{eff}^{II} et n_{eff}^{III} . (c) On calcule de nouveau l'indice effectif qui correspond à ces trois empilements, en considérant la couche guidante d'épaisseur w . (d) Enfin, on calcule l'indice effectif du mode guidé par la structure planaire précédente.

généralement profondes d'attaque. L'analyse rapide de cette géométrie, nous indique que l'indice de la structure a une dépendance verticale qui conduit à un confinement sur l'axe y , et une variation horizontale de l'indice qui conduit à un confinement suivant l'axe x . Le problème peut être simplifié en passant de la structure bidimensionnelle à une structure planaire effective :

1. Chacune des régions I , II , et III représente un guide planaire asymétrique. Nous avons donc trois guides plans indépendants (Fig.3.11(b)). Puisque les régions I et III sont identiques, le problème se ramène au calcul de deux guides plans.
2. Dans chaque région on peut donc calculer numériquement l'indice effectif (n_{eff}^I , n_{eff}^{II} et n_{eff}^{III}) associé aux modes plans introduits dans la section précédente (Fig.3.11(c)). Les modes plans de chaque région sont appelés modes locaux dont il faut déterminer les paramètres de guidage. Dans chaque région, nous avons un empilement de trois couches d'indices différents. On peut alors utiliser le modèle du guide plan asymétrique pour déterminer les indices effectifs.
3. A partir du guide planaire effectif à trois couches d'indices n_{eff}^I , n_{eff}^{II} et n_{eff}^{III} , on se ramène au calcul de l'indice effectif n_{eff} du mode guidé (Fig.3.11(d)). Pour cela on utilise le modèle du guide plan symétrique que nous avons présenté précédemment.

Bien évidemment, pour qu'il y ait existence d'un mode guidé, il faut que $n_{eff}^{II} > n_{eff}^I$. Ceci est vrai tant que l'épaisseur $t > d$, puisque l'indice effectif augmente avec l'épaisseur du cœur d'après la courbe de la figure 3.3(b).

Calcul du mode guidé TE

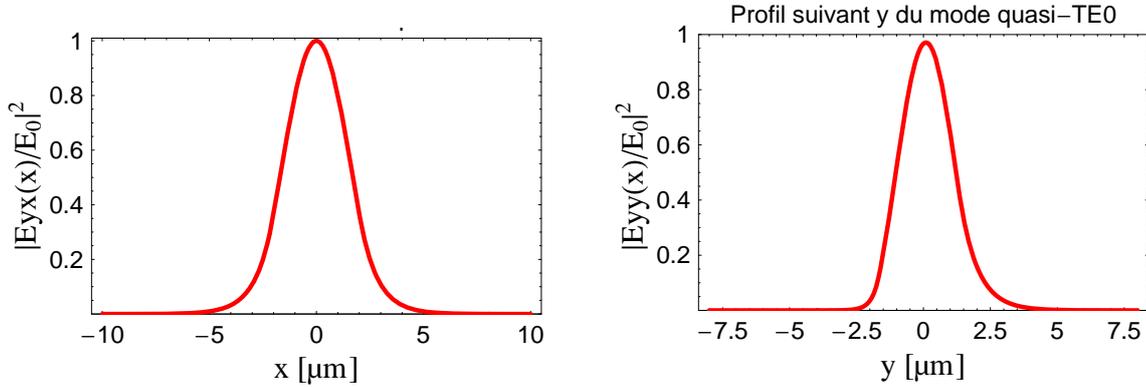


FIGURE 3.12 – Profils des champs électriques horizontal et vertical associés au mode fondamental. Ces profils sont calculés à partir de la méthode des indices effectifs.

Sur le même principe que pour les guides planaires asymétriques, l'indice effectif n_{eff} du guide effectif présenté sur la figure 3.11(c) permet de calculer le mode guidé. Pour cela, il faut trouver les solutions approchées des indices effectifs n_{eff}^I , n_{eff}^{II} et n_{eff}^{III} de chaque région. Ces indices effectifs dépendent des indices n_i de chaque couche et des épaisseurs d et t et sont déterminés par la résolution numérique de l'équation de dispersion (éq.3.41). Nous avons modélisé la structure de la figure 3.11 avec les paramètres suivants :

- La longueur d'onde est $\lambda = 0.78 \mu\text{m}$.
- Les indices des couches qui font office de gaine sont $n_3 = 3.145$, et la couche guidante a pour indice $n_2 = 3.155$. La structure est plongée dans l'air $n_1 = 1$.
- La couche de cœur a pour épaisseur $d = 3 \mu\text{m}$ dans les régions I et III , et elle a pour épaisseur $t = 6 \mu\text{m}$ dans la région II .
- Le ruban en contact avec l'air a pour largeur $w = 4 \mu\text{m}$.

Pour le calcul des indices effectifs, nous avons supposé que les gaines inférieure et supérieure sont infinies. Nous avons calculé le profil du mode dans les deux directions transverses. Sur la figure 3.12, on constate que le mode est mieux confiné dans la direction y que dans l'autre direction. Dans la direction y , le mode est guidé grâce aux gaines. Dans la direction x , le mode s'étale un peu, mais est tout de même confiné en raison de l'indice local vu par le mode dans les régions I et III qui est inférieur à l'indice de la région II . Dans la direction x , nous trouvons les valeurs d'indices effectifs suivantes : $n_{eff}^I = n_{eff}^{III} \approx 3.1530$, $n_{eff}^{II} \approx 3.1545$, et l'indice effectif du mode guidé est de $n_{eff} \approx 3.1539$. Nous comparerons ces résultats avec un calcul numérique dans les paragraphes suivants.

3.3.3 Calcul numérique

La résolution d'un guide à plus de trois couches devient rapidement très fastidieuse, surtout lorsque l'on tient compte de la taille finie des couches tampons. Ce genre de système peut être alors modélisé à l'aide du formalisme matriciel multicouches [81]. Le

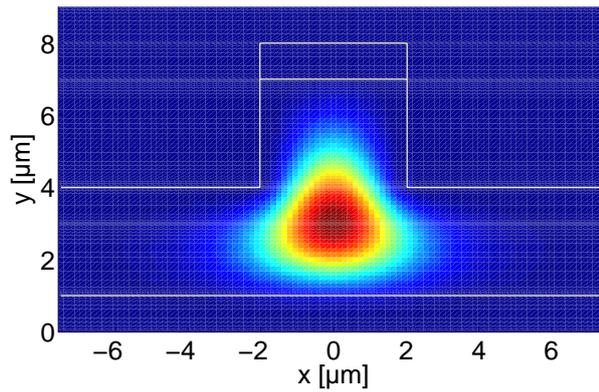


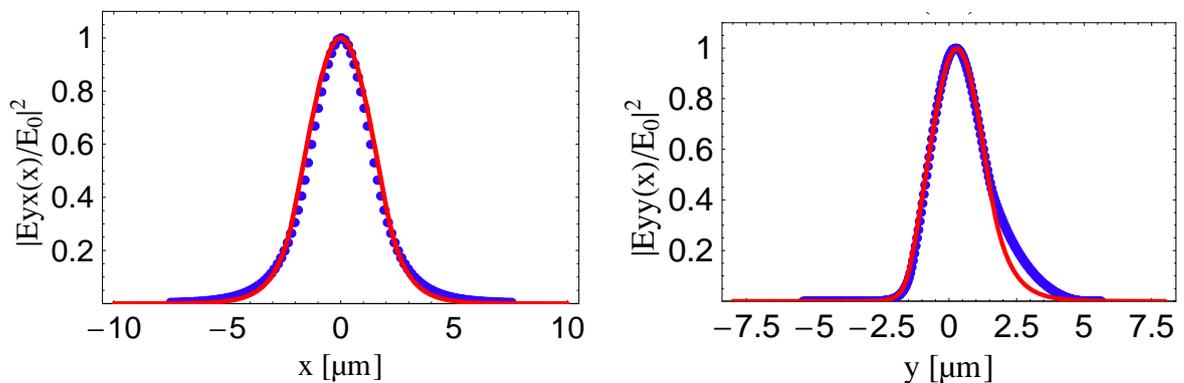
FIGURE 3.13 – Profil 2D du mode fondamental supporté par le guide.

traitement de ce genre de problème nécessite des outils de calcul numérique permettant de déterminer les modes propres en un minimum de temps. Dans ce cas, il faut résoudre les équations de Maxwell dans les deux directions de l'espace en tenant compte de la variation de l'indice dans ces deux directions [84] :

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 E_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_x}{\partial y^2} + (k_0^2 n^2 - \beta^2) E_y + 2 \frac{\partial}{\partial x} \left(E_x \frac{\partial \ln n}{\partial x} + E_y \frac{\partial \ln n}{\partial y} \right) = 0 \\ \frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_y}{\partial y^2} + (k_0^2 n^2 - \beta^2) E_x + 2 \frac{\partial}{\partial y} \left(E_x \frac{\partial \ln n}{\partial x} + E_y \frac{\partial \ln n}{\partial y} \right) = 0 \end{cases} \quad (3.43)$$

avec $n(x, y)$ l'indice dépendant des coordonnées transversales (x, y) du guide. En utilisant un programme numérique basé sur le développement des champs en série de Fourier [85], nous avons pu simuler le guidage d'un champ dans le guide chargé enterré. Nous présentons sur la figure 3.13 le profil bidimensionnel du mode fondamental. Le mode est enterré dans la structure, et le maximum du champ est situé à $4 \mu\text{m}$ du substrat de GaAs. La simulation donne un indice effectif de $n_{eff} = 3.1535$. Ce résultat est très proche du résultat obtenu dans le modèle des indices effectifs ($n_{eff} = 3.1539$). Nous constatons que dans la direction verticale, le mode est mieux confiné que la direction horizontale.

3.3.4 Comparaison avec le modèle simple

FIGURE 3.14 – Profils en intensité champs des électriques E_y suivant l'axe x et y . En points bleus, est la coupe du champ passant par l'origine de la structure. En rouge est le profil calculé suivant la méthode des indices effectifs.

Pour vérifier la compatibilité du modèle avec la simulation, nous avons extrait les coupes horizontale et verticale qui passent par le maximum du champ. Sur la figure 3.14, on compare les profils d'intensités du mode calculés avec la méthode des indices effectifs et la simulation. On constate que dans la direction horizontale les deux calculs concordent assez bien. Dans la direction verticale, la partie croissante du profil concorde assez bien. Dans cette partie du guide, l'indice effectif est quasiment égal à l'indice de la couche tampon, donc l'atténuation est quasiment la même, ce qui explique la concordance entre la simulation et le modèle. Mais pour la partie décroissante, le modèle surestime le confinement. Dans la partie haute du guide, le champ simulé décroît plus lentement, contrairement au champ calculé avec le modèle. Ceci est probablement dû à une approximation que nous faisons au niveau du ruban. Dans le modèle, nous avons calculé uniquement l'indice effectif sur les trois premières couches en partant du substrat, et nous avons négligé la couche tampon supérieure. Nous avons donc surestimé dans le modèle l'indice effectif de la partie supérieure du guide. Pour une description plus juste il aurait fallu tenir compte de cette couche en utilisant un modèle multicouches.

3.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons étudié le guidage d'une onde lumineuse dans un guide. Nous avons d'abord vu, avec des systèmes simples, quels étaient les paramètres pertinents pour mettre au point un guide monomode à une longueur d'onde donnée. Nous avons passé en revue les contraintes auxquelles devait répondre le guide bidimensionnel pour assurer d'une part un guidage à faibles pertes. Nous nous sommes orientés vers des matériaux et des structures bidimensionnelles régulièrement fabriquées au LPN. Nous avons pu calculer le mode propre du guide à l'aide de simulations. Le mode propre est essentiellement enterré dans le guide pour limiter les pertes dues à la rugosité.

Chapitre 4

Simulations et modèles de la micro-cavité

Sommaire

4.1	Taille de la tranchée : contraintes	80
4.1.1	Pertes atomiques : interaction atomes-parois	81
4.1.2	Pertes optiques : diffraction du mode dans une tranchée	82
4.2	Interaction atome-parois à longue portée : Casimir-Polder . .	84
4.2.1	Position du problème	84
4.2.2	Résultats	85
4.2.3	Conclusion	87
4.2.4	Origine du piège local dans la tranchée : ordres de grandeur . .	87
4.3	Pertes optiques de la tranchée	88
4.3.1	Simulation numérique des pertes.	88
4.3.2	Première approche : modèle au premier ordre	91
4.3.3	Deuxième approche : multiples réflexions du champ dans la tranchée	94
4.3.4	Conclusion	96
4.4	La tranchée dans le résonateur	96
4.4.1	Le résonateur dans son ensemble	96
4.4.2	Modélisation du résonateur	97
4.4.3	La finesse du résonateur	97
4.4.4	Le champ dans la tranchée	102
4.4.5	Couplage atome-champ	103
4.4.6	Coopérativité	108
4.4.7	Discussion	108
4.5	Conclusion et perspectives	112
4.5.1	Conclusion	112
4.5.2	Perspectives	113

Une partie de ce travail de thèse a été consacré à l'étude de la cavité dans son ensemble. Cette étude a pour finalité d'estimer la coopérativité qui est la figure de mérite du système atome-cavité. Nous avons vu dans le premier chapitre que c'est le paramètre pertinent qui intervient dans le rapport signal à bruit de détection d'un atome avec une cavité. Ainsi, connaître la coopérativité revient à savoir à quel point la cavité sera efficace pour détecter un atome ou bien à quel point un atome pourra perturber la cavité. Ce paramètre dépend entre autres du champ intra-cavité et des pertes optiques totales de la

cavité.

Le point central de la cavité intégrée sur un guide d'onde est la présence d'une tranchée creusée dans le guide. Elle va avoir une influence d'une part sur les pertes optiques et la distribution du champ électromagnétique dans la cavité, et d'autre part sur les pertes d'atomes. Dans un premier temps, nous avons cherché à savoir comment se comportait un guide avec saut brusque d'indice optique. La propagation du mode se trouve perturbée puisque d'un côté, le mode transverse n'est plus confiné et diverge dans la tranchée, diminuant ainsi l'énergie recouplée dans l'autre partie du guide. D'un autre côté, le contraste d'indice optique au niveau des interfaces guide-air est non négligeable. Ceci a pour conséquence de recycler le mode dans la tranchée qui fait alors elle-même office de cavité. Nous comprenons alors que cette tranchée va introduire des pertes dont les origines sont liées d'une part à l'ouverture microscopique de la structure engendrant de la diffraction et d'autre part au fort contraste d'indice qui crée une cavité qui peut amplifier les pertes. Le problème devient plus compliqué lorsqu'on étudie la cavité dans son ensemble, c'est à dire en prenant en compte les miroirs aux extrémités du guide, puisqu'il s'agit d'un système de cavités couplées. Nous avons réalisé des simulations numériques pour tenir compte du mode réel supporté par nos guides qui ont une géométrie tridimensionnelle particulièrement complexe. Pour conforter notre compréhension des résultats numériques, nous avons développé des modèles semi-analytiques unidimensionnels.

Par ailleurs, la tranchée n'est pas uniquement une source de pertes optiques. Elle peut aussi, si elle est relativement étroite, introduire des pertes atomiques. En effet, les atomes positionnés relativement près des parois, c'est à dire à des distances de l'ordre de la longueur d'onde de la transition atomique, subissent un potentiel attractif retardé appelé potentiel de Casimir-Polder [86]. Même si les atomes sont piégés magnétiquement, ils auront tendance à être attirés par les parois lorsqu'elles sont très proches et donc à quitter le piège. Nous avons estimé la profondeur du piège magnétique réduite par l'effet Casimir-Polder.

Dans ce chapitre détaillons les contraintes auxquelles est soumise la tranchée, puis nous présentons les résultats obtenus pour l'estimation de la profondeur de piégeage magnétique au sein de la tranchée. Nous insisterons sur les simulations et les modèles proposés. Nous montrerons le cheminement et la stratégie que nous avons adoptés pour modéliser la cavité dans son ensemble. Nous analyserons le comportement de la finesse et puis de la coopérativité avec les différents paramètres de la cavité.

4.1 Taille de la tranchée : contraintes

Dans le chapitre nous avons vu quels étaient les paramètres physiques requis pour assurer le guidage optique à 780 nm avec des indices optiques imposés. La cavité étant intégrée sur le guide d'onde, il faut à présent définir une tranchée dans laquelle des atomes pourront transiter ou être piégés. Par conséquent, nous sommes indéniablement confrontés la question suivante : quelle doit être la taille de la tranchée ?

Intuitivement, la tranchée doit être la plus petite possible pour limiter les pertes par diffraction. D'un autre côté, la tranchée doit être suffisamment grande pour limiter les effets d'interaction entre un atome et les parois. Nous devons donc prendre en considération deux types de pertes, l'une d'origine d'optique et l'autre d'origine atomique. Nous allons dans cette section décrire d'abord brièvement ces deux aspects.

4.1.1 Pertes atomiques : interaction atomes-parois

Les fluctuations de l'état fondamental du champ électromagnétique causent de manière inhérente des effets quantiques tels que l'émission spontanée sur des atomes et molécules ou bien des forces dispersives. Ce sont les forces qui existent entre deux atomes isolés appelées forces de van der Waals, ou bien les forces entre des corps macroscopiques appelées forces de Casimir. Un dernier type de forces dispersives correspond aux forces exercées sur un atome près d'une surface macroscopique, appelées forces de Casimir-Polder [86].

En 1930, Fritz London donna une interprétation des forces de van der Waals avec les outils de la mécanique quantique encore naissante. Les forces de van der Waals permettent alors d'expliquer l'interaction entre des atomes neutres ou des molécules. Peu après, Overbeek observa un désaccord entre la théorie et ses expériences avec les colloïdes. Il constata que les forces de van der Waals à longue portée entre deux colloïdes diminuaient plus vite que le comportement en $1/r^7$ prédit par London pour décrire l'interaction entre deux atomes. Overbeek se douta qu'il existait un effet de retard lorsque la distance entre deux particules devenait comparable à la longueur d'onde des transitions atomiques. Il demanda alors à Casimir d'étudier cet effet. Casimir et Polder donnèrent une description théorique à longue portée de l'interaction entre une surface parfaitement réfléchissante et un atome, et de l'interaction entre deux atomes [86]. Casimir a été le premier à mettre en évidence l'origine quantique des forces s'exerçant entre deux miroirs parfaitement conducteurs. Il constata que ces forces sont intimement liées à l'énergie du vide (couramment appelée énergie de point zéro) entre les deux parois. Il s'agit là de la première prédiction théorique d'un effet macroscopique résultant d'un phénomène purement quantique.

Pour comprendre les forces de Casimir-Polder, on peut se donner une image semi-classique du problème. Considérons un atome à deux niveaux dont la pulsation de la transition atomique est ω_{at} , et qui est positionné à une distance d d'un miroir parfait. Le dipôle placé très près du miroir va voir son dipôle image fluctuer en même temps que le dipôle réel créant un potentiel attractif à l'origine de l'interaction de van der Waals. Cependant, la lumière a une vitesse finie c et elle met un temps $\tau = 2d/c$ pour parcourir la distance $2d$ séparant le dipôle réel et le dipôle image. L'information met donc un temps τ pour parvenir au dipôle image, et ce temps devient non négligeable lorsque $\tau \approx 1/\omega_{at}$, ce qui conduit à une modification du comportement de l'interaction entre les dipôles. Les effets de retard (ou manifestation des forces de Casimir) se font sentir à partir $\lambda/2\pi \approx 2d$. Dans le cas limite $z \gg \lambda$, on parle de force de Casimir Polder.

Les forces de Casimir ont été très étudiées après la prédiction de la force entre deux miroirs parfaits, et font toujours l'objet de mesures de plus en plus précises [87, 88, 89, 90, 91, 92, 93, 94, 95, 96, 97, 98, 99]. Ces expériences atteignent une telle précision qu'elles sont comparables aux prédictions théoriques. Les travaux théoriques importants qui ont accompagné tout au long de ces années les expériences visent à raffiner les modèles pour être encore plus proche des conditions expérimentales, en prenant en compte la taille finie des surfaces [100], la nature réelle des miroirs, en élargissant la théorie aux diélectriques, en prenant en compte les défauts de surface comme la rugosité [101], et la température non nulle des surfaces [102, 103, 104]. L'engouement pour ces recherches est intimement lié à une meilleure compréhension de la théorie quantique des champs. Une autre des raisons est l'enjeu technologique des micro et nano technologies. Il a été observé que la force de

Casimir joue un rôle non négligeable dans les systèmes micro-électromécaniques (MEMS) [98].

Les atomes froids ont aussi joué un rôle pour sonder ce type de forces [105, 106, 107, 15, 108, 109]. Dans le contexte des micro-pièges sur des puces atomiques, des expériences ont montré que le potentiel de piégeage d'atomes de ^{87}Rb diminuait au fur et à mesure que la distance d entre un nuage ultra-froid et la surface de la puce diminuait, suggérant alors que les forces de Casimir tendaient à limiter la profondeur du piégeage magnétique autour de $d \approx 1 \mu\text{m}$ [15]. Cet effet a donc une influence non négligeable sur le nombre d'atomes piégés très près d'une surface, et ceci mérite donc d'être pris en considération.

4.1.2 Pertes optiques : diffraction du mode dans une tranchée

Approche simple et naïve

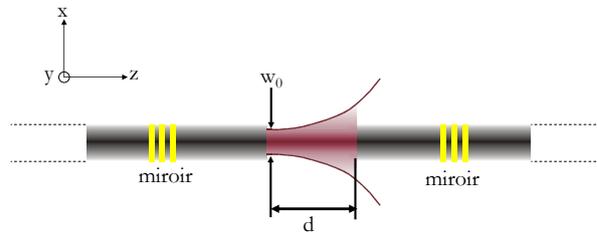


FIGURE 4.1 – Schéma d'une cavité basée sur une fibre optique. La cavité est formée de deux fibres disposées face à face, et dont les miroirs sont réalisés par une variation locale d'indice optique.

La qualité d'une cavité est décrite par sa finesse qui dépend des pertes totales. Parmi tous les types de pertes, celles qui nous préoccupent ici sont les pertes engendrées par la tranchée. En effet, celle-ci est elle-même une cavité constituée de miroirs plans. Par conséquent, un rayon initial proche de l'axe de propagation se trouvera loin de cet axe après un certain nombre de passages et se retrouvera indéniablement hors de la tranchée. On comprend bien que le mode n'est pas optimalement confiné dans la tranchée.

Pour illustrer cela, considérons une fibre coupée en deux. Nous supposons que les deux morceaux de fibres sont parfaitement alignés l'un par rapport à l'autre pour que les pertes dues au désalignement soient négligeables. L'espacement entre les deux fibres forme une tranchée de taille d . Les pertes par diffraction sont liées au mauvais couplage entre le mode $\psi_1(x, y, z)$ qui se propage librement dans la tranchée et le mode propre guidé $\psi_2(x, y, 0)$ dans la fibre. Quantitativement, l'hypothèse de fibres monomodes implique un très faible contraste d'indice entre le coeur et la gaine. Dans cette hypothèse, le mode fondamental est bien confiné et peut être approximé par un profil transverse gaussien [28] qui s'écrit :

$$\psi_2(x, y, 0) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{1}{w_0} e^{-\frac{x^2+y^2}{w_0^2}} \quad (4.1)$$

où w_0 est la demi largeur en $1/e$ du mode gaussien. Au niveau de la tranchée le mode n'est plus confiné et s'étale dans le plan $(x0y)$ au fur à mesure de sa propagation. Dans

l'approximation paraxiale, le mode qui se propage librement s'écrit :

$$\psi_1(x, y, z) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{1}{w(z)} e^{-\frac{x^2+y^2}{w^2(z)} - ik\frac{x^2+y^2}{2R(z)} + ikz - i \arctan(\frac{z}{z_0})} \quad (4.2)$$

où $w(z) = w_0 \sqrt{1 + z^2/z_0^2}$ est la demi largeur de l'onde après propagation sur une distance z , $R(z) = z(1 + z_0^2/z^2)$ est le rayon de courbure de l'onde à la position z , et $z_0 = \pi w_0^2/\lambda$ est la longueur de Rayleigh pour une onde de longueur d'onde λ . La qualité du recouvrement modal ou l'efficacité de couplage entre le mode qui s'est propagé librement et le mode propre permet de quantifier les pertes par diffraction. Un mode qui se propage librement et qui se recouple presque entièrement dans le mode guidé a une efficacité de couplage très proche de un, c'est à dire qu'il n'a quasiment pas subit de divergence. Les pertes dues à la diffraction s'écrivent :

$$\alpha_{diff}(z) = 1 - \left| \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \psi_1(x, y, z) \psi_2^*(x, y, 0) dx dy \right|^2 = \frac{z^2}{4 \left(\frac{\pi w_0^2}{\lambda} \right)^2 + z^2} \quad (4.3)$$

L'équation 4.3 nous convainc que les pertes optiques augmentent avec la longueur de la tranchée à cause de la divergence du mode gaussien. Le rayon du faisceau est imposé par la section du guide optique. Ainsi, plus le rayon à l'origine du faisceau est petit et plus le faisceau diverge. On montre que le mode gaussien est le mode qui diverge le moins [110], et a priori les pertes par diffraction dans la tranchée de la cavité basée sur une fibre seront plus faibles que les pertes engendrées par la tranchée de la cavité basée sur le guide optique. Pour estimer ces pertes, nous devons prendre en compte l'évolution du mode réel dans l'espace libre, et nous aurons donc recours à des simulations numériques. Nous allons calculer explicitement ces pertes dans la section 4.3 (page 88).

Conclusion

L'approche que l'on vient de considérer nous montre que la divergence du faisceau ne peut pas être oubliée dans le bilan des pertes totales. Si on veut limiter les pertes dues à la divergence pour une longueur de tranchée donnée, il vaudrait mieux avoir un mode de rayon à l'origine w_0 pas trop petit.

Remarque

Nous avons vu au premier chapitre que la taille du mode dans la tranchée était a priori un paramètre important qui intervient dans la coopérativité. Nous avons montré qu'elle évoluait comme $\mathcal{C} \propto \mathcal{F}/w_0^2$. Or, nous savons maintenant que pour une longueur de tranchée petite devant la longueur de Rayleigh les pertes évoluent comme $\alpha_{diff} \propto (\lambda z/w_0^2)^2$. Tant que les pertes totales ne sont dominées que par les pertes par diffraction, autrement dit que la finesse de la cavité ne dépend que des pertes par diffraction ($\mathcal{F} \approx \pi/\alpha_{diff}$), la coopérativité évolue comme $\mathcal{C} \approx 12w_0^2/z^2$. On comprend alors que pour avoir une grande coopérativité il faut que la tranchée soit petite et que le rayon w_0 soit suffisamment grand pour limiter les pertes par diffraction.

4.2 Interaction atome-parois à longue portée : Casimir-Polder

Nous venons de voir que si nous voulons optimiser la coopérativité, il faut diminuer la taille de la tranchée. Le problème est que l'on doit prendre garde à ne pas trop réduire sa taille au risque d'attirer les atomes sur les parois. Il s'agit donc ici de donner une limite inférieure sur la taille de la tranchée. Dans cette section, estimons de façon un peu plus quantitative l'effet Casimir-Polder sur un atome dans un piège magnétique. Nous négligeons les effets à courte portée dues aux forces de van der Waals ($V_{vdW} \propto 1/r^3$) puisque nous avons en tête de considérer des tranchées de l'ordre de quelques micromètres. Il s'agira ici de montrer que la profondeur du potentiel total de piégeage peut être dramatiquement limitée si l'on tente de réduire autant que l'on souhaite la taille de la tranchée.

4.2.1 Position du problème

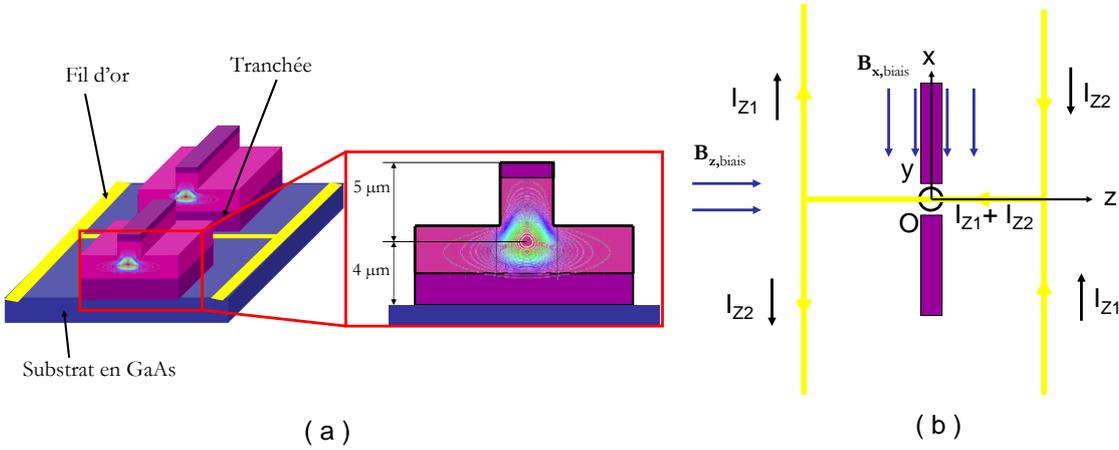


FIGURE 4.2 – Schémas d'un guide optique avec une tranchée qui repose sur un substrat sur lequel est fabriqué un conducteur de courant en configuration en H.

Notre approche consiste donc à piéger magnétiquement les atomes dans une tranchée de quelques microns de large. Ce piège magnétique est créé par un conducteur de courant tel qu'il est représenté sur la figure 4.2 (a). Le potentiel de Casimir-Polder limite la profondeur de ce piège magnétique. Pour se donner une idée de son influence sur le piège magnétique, nous considérons une tranchée dont les parois sont diélectriques et de taille infinie (Fig.4.3(a)). L'atome est dans l'état fondamental et est considéré comme un système polarisable avec une polarisation $\alpha(\omega)$. Il est placé dans le vide à une position z_{at} entre deux parois de permittivités $\epsilon(\omega)$ séparées d'une distance d . L'interaction de l'atome avec les deux parois peut être interprétée comme la somme des interactions atome-paroi aux positions des multiples images de l'atome (Fig.4.3(b)). Le calcul du potentiel s'obtient en cherchant les modes du champ électromagnétique entre les deux parois dont le calcul détaillé peut être trouvé dans la référence [111]. Le potentiel retardé pour un atome entre deux parois diélectriques infiniment épaisses s'écrit formellement [111] :

$$V_{CP}(z_{at}) = \frac{\hbar c \alpha_0}{\pi d^4} \Psi(z_{at}) \quad \text{avec } |z_{at}| < \frac{d}{2} \quad (4.4)$$

où $\Psi(z_{at})$ est une fonction intégrale qui tient compte de la réflectivité des parois diélectriques, et qui s'évalue numériquement. A longue portée, c'est à dire dans le régime où

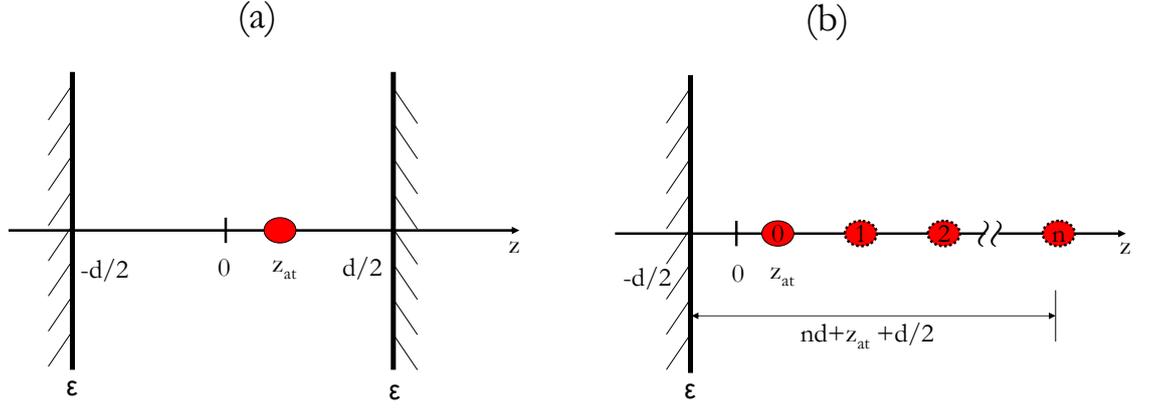


FIGURE 4.3 – (a) Schéma d'un atome positionné à z_{at} entre deux parois de permittivité ϵ et séparées d'une distance d . (b) L'interaction de l'atome avec les deux parois est équivalente à la somme des interactions atome-paroi aux positions des dipôles images. Chacune des parois fait l'image du dipôle par rapport à l'autre paroi. Par exemple, la distance entre chaque dipôles et la paroi positionnées en $-d/2$, est $(n + 1/2)d + z_{at}$ [111].

$d \gg \lambda_{at}$, uniquement les fréquences proches de zéro dominant, ce qui implique que la polarisabilité dynamique $\alpha(\omega)$ est de l'ordre de la polarisabilité statique $\alpha(0)$. Le résultat principal est que l'interaction évolue comme $V_{CP} \propto /d^4$ (le signe moins est inclus dans la fonction intégrale $\Psi(z_{at})$). Un atome étant piégé magnétiquement dans la tranchée ressent un potentiel total qui s'écrit :

$$V_{tot}(z_{at}) = V_{CP}(z_{at}) + V_{mag}(z_{at}) \quad (4.5)$$

où $V_{mag}(z_{at})$ est le potentiel magnétique, supposé harmonique de pulsation de piégeage $\omega_{piège}$ qui s'écrit :

$$V_{mag}(z_{at}) = \frac{1}{2}m(\omega_{piège}z_{at})^2 \quad (4.6)$$

4.2.2 Résultats

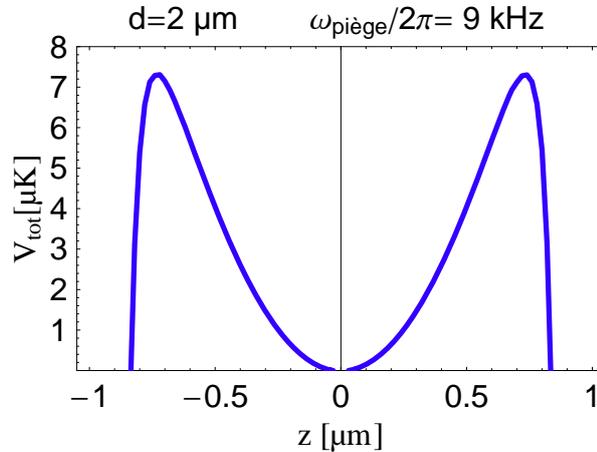


FIGURE 4.4 – Profil du potentiel total $V_{tot} = V_{CP} + V_{mag}$ ressenti par un atome dans un piège de fréquence $\omega_{piège}2\pi = 9$ kHz entre les parois de la tranchée de $d = 2$ μm et d'indice $n = 3.15$.

A partir de l'équation 4.5 on peut immédiatement représenter le profil du potentiel total vu par les atomes (Fig.4.4). On constate, malgré un fort confinement de piégeage ($\omega_{\text{piège}}/2\pi = 9$ kHz), que la profondeur de piégeage est limitée à $\Delta V_{\text{tot}} \approx 7 \mu\text{K}$ pour une tranchée de $2 \mu\text{m}$ de longueur. Cette courbe montre que les atomes devront avoir une température plusieurs fois inférieure à la profondeur du potentiel total pour éviter qu'ils ne soient attirés par les parois [49].

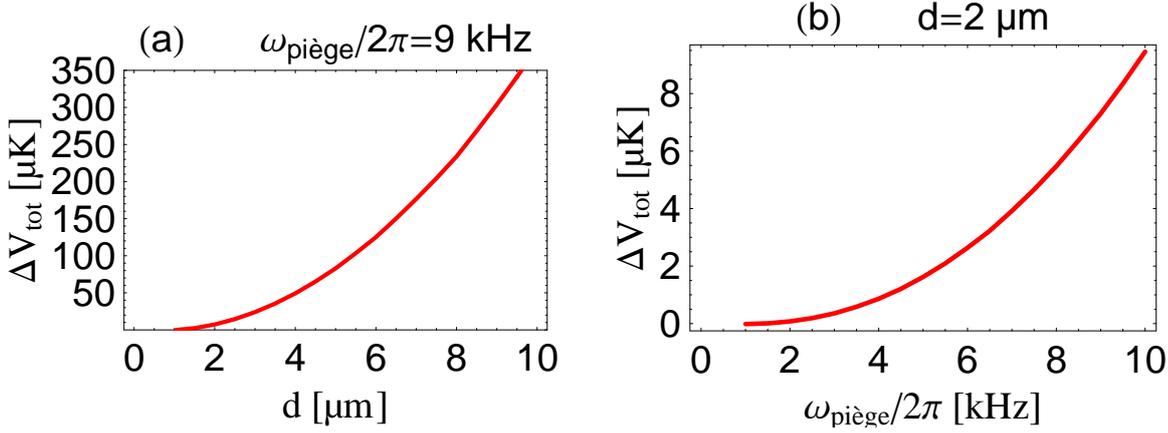


FIGURE 4.5 – Courbes représentant l'évolution en échelle de température de la profondeur du potentiel total subi par un atome. (a) Evolution avec la taille de la tranchée d pour une fréquence de piégeage fixe. (b) Evolution avec la fréquence de piégeage pour une taille de tranchée imposée.

Par ailleurs, il est utile de connaître l'évolution de cette profondeur de piégeage en fonction des paramètres de la tranchée et du piège. Pour cela, nous avons calculé l'évolution de la profondeur du piège en fonction de la taille de la tranchée, puis en fonction de la fréquence de piège. Nous avons reporté ces résultats sur les graphiques de la figure 4.5. La courbe (a) montre l'évolution de la profondeur du potentiel total ΔV_{tot} en fonction de la longueur de la tranchée pour une fréquence de piégeage de $\frac{\omega_{\text{piège}}}{2\pi} = 9$ kHz. Avec ce confinement, les effets de Casimir s'estompent rapidement lorsque la taille de la tranchée augmente. Par exemple, à $4 \mu\text{m}$ la profondeur du potentiel total atteint $50 \mu\text{K}$. Par contre, la courbe (b) montre que pour une taille de $2 \mu\text{m}$ les effets des parois sont importantes pour des fréquences de piégeages de quelques kHz.

Cependant, nous n'avons traité qu'une partie du problème dans le sens où nous avons calculé l'effet des parois suivant l'axe du guide. Or la tranchée a une profondeur finie et pour des raisons optiques le fond de la tranchée est situé à $4 \mu\text{m}$ du maximum du champ électromagnétique (Fig.4.2(a)). Etant donné que nous voulons placer les atomes au maximum de champ électrique (pour optimiser le couplage atome-champ), on peut se demander si cette profondeur est suffisante pour limiter l'effet de Casimir. Intuitivement, à cette hauteur, les atomes ressentent moins l'attraction du substrat, et d'autant moins qu'il y a contribution d'une seule surface diélectrique. En effet, comme le montre la figure 4.6 le profil du potentiel perçu par les atomes est plus profond que dans le cas traité précédemment.

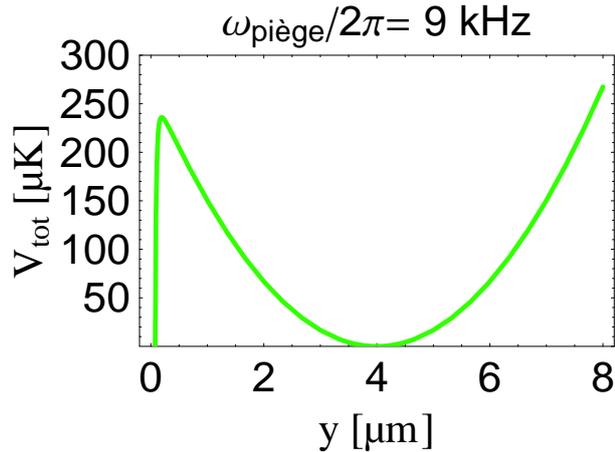


FIGURE 4.6 – Profil du potentiel total $V_{tot} = V_{CP} + V_{mag}$ ressenti par un atome dans un piège de fréquence $\omega_{piège}2\pi = 9 \text{ kHz}$ à une hauteur de $4 \mu m$ au dessus du substrat de GaAs.

4.2.3 Conclusion

Lorsque qu'un atome est placé entre les deux parois, le potentiel peut être très important à cause des multiples réflexions. Nous avons vu qu'il est raisonnable de placer l'atome à $1 \mu m$ des surfaces pour une fréquence de piégeage de 9 kHz. Pour le fond de la tranchée, le potentiel de Casimir-Polder est moins fort puisque le dipole n'a qu'une seule image. Nous avons vu que piéger les atomes à $4 \mu m$ du substrat est largement suffisant. Les calculs précédents donnent une majoration¹ de l'effet Casimir sur des atomes piégés magnétiquement et nous donne une idée de la profondeur pour une fréquence de piégeage donnée. Par ailleurs, ces calculs donnent une limite inférieure sur la taille de la tranchée pour piéger efficacement les atomes, qui est donc de $d = 2 \mu m$.

4.2.4 Origine du piège local dans la tranchée : ordres de grandeur

À présent nous allons donner une description de la structure qui permet de réaliser le piégeage des atomes. Nous pouvons choisir une configuration en H, qui peut être vue comme la superposition de deux configurations en Z dont l'une est parcourue par un courant I_{Z1} et l'autre par un courant I_{Z2} (Fig.4.2-(b)). Le champ magnétique total peut être calculé aisément à partir de la configuration en Z. L'avantage de cette structure est que les courants parcourant le H permettent de découpler le confinement transverse du confinement longitudinal. Le conducteur en H permet d'obtenir un confinement dans les trois directions de l'espace avec un minimum de potentiel non nul au voisinage de l'origine. On montre qu'au voisinage de l'origine, en combinant tous les champs créés par les fils et les champs homogènes de biais $B_{x,biais}$ et $B_{z,biais}$, le champ est quadratique autour du minimum [112].

On se propose maintenant de donner une estimation du courant et des champs de biais nécessaires pour confiner fortement les atomes au niveau du maximum du champ électrique situé à une hauteur $h = 4 \mu m$ au dessus du substrat de GaAs. Le confinement transverse est donné par la pulsation d'oscillation transverse qui s'écrit :

$$\omega_{\perp} = \sqrt{\frac{m_F g_F \mu_B}{m} \frac{\partial^2 B}{\partial x_{\perp}^2}} \quad \text{où } x_{\perp} = \{x', y\} \quad (4.7)$$

1. Le calcul du potentiel de Casimir-Polder ne tient pas compte de la dimension finie des surfaces diélectriques, et par conséquent le modèle est un peu plus pessimiste que cela devrait être en réalité.

Cette pulsation est proportionnelle à la courbure du champ électromagnétique qui s'exprime en fonction du biais et du courant dans la barre centrale :

$$\frac{\partial^2 B}{\partial x_{\perp}^2} = \frac{4\pi^2 B_{x,biais}^4}{\mu_0 (I_{Z1} + I_{Z2})^2 B_{z,biais}} \quad (4.8)$$

Un piège dont le minimum non nul est situé à $h = 4\mu\text{m}$ avec un confinement de $\omega_{\perp}/2\pi = 9\text{ kHz}$ correspond à un courant de l'ordre de $I_{Z1} = I_{Z2} \approx 3\text{ mA}$ et pour des champs de biais $B_{x,biais} = 2.8\text{ G}$ et $B_{z,biais} = 1\text{ G}$.

4.3 Pertes optiques de la tranchée

Nous allons dans cette section déterminer les pertes optiques créées par la tranchée. A ce stade, nous traiterons et discuterons uniquement d'une tranchée formée par deux guides optiques tridimensionnels de longueur semi-infinie et positionnés face à face. Vue la complexité de la structure, la première approche consiste à calculer numériquement ces pertes optiques. Par la suite, pour conforter notre compréhension des résultats obtenus avec les simulations, nous proposerons deux modèles unidimensionnels. Le premier est un modèle au premier ordre qui nous permettra de nous rendre compte de l'importance des multiples réflexions du champ dans la tranchée. Enfin, le second modèle, plus abouti, nous donnera une meilleure compréhension de l'évolution des pertes avec la longueur de la tranchée.

4.3.1 Simulation numérique des pertes.

Position du problème

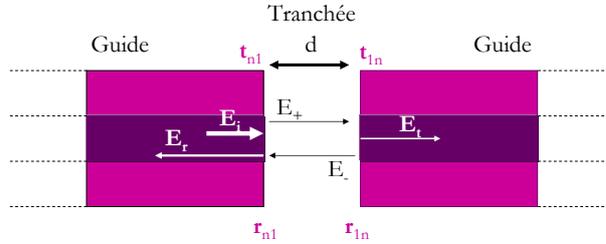


FIGURE 4.7 – Schéma de la tranchée formée par deux guides de taille semi-infinie (vue par dessus). Une onde \mathbf{E}_i arrive en incidence sur la tranchée, il en résulte une onde réfléchie \mathbf{E}_r et transmise par la tranchée. Les interfaces de la tranchée sont caractérisées par leur facteurs de Fresnel de réflexion (r_{n1} et r_{1n}), et de transmission (t_{n1} et t_{1n}). Dans la tranchée le champ est déterminé par les champs contra-propageants \mathbf{E}_+ et \mathbf{E}_- .

Pour estimer ces pertes optiques, nous devons prendre en compte la géométrie particulière du guide optique ce qui requiert des simulations numériques. Nous utilisons un programme développé dans l'équipe de Philippe Lalanne qui résout les équations de Maxwell par la méthode modale de Fourier [85, 113]. C'est un programme basé sur le développement en série de Fourier-Floquet des champs électromagnétiques \mathbf{E} et \mathbf{H} . Il calcule le profil transverse du mode guidé en calculant son indice effectif, puis le fait propager dans la tranchée.

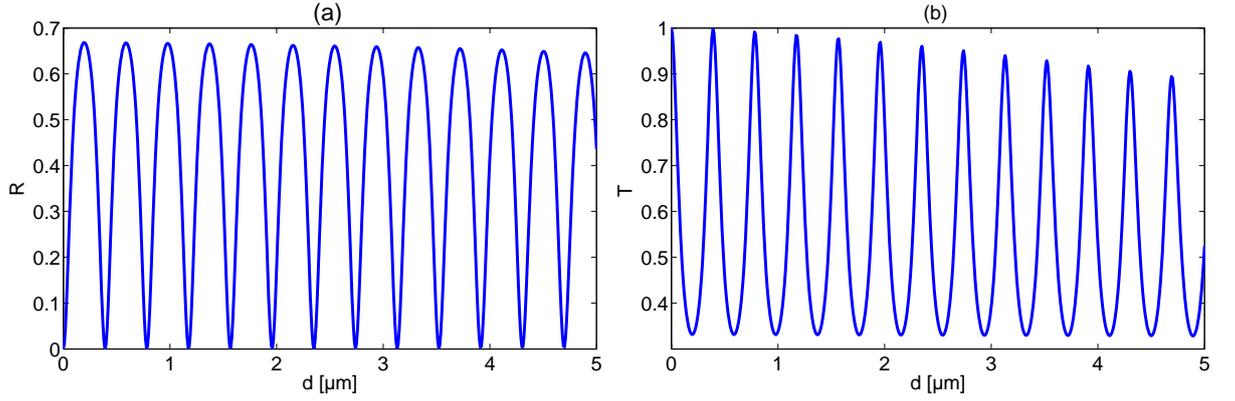


FIGURE 4.8 – Evolution des coefficients de réflexion et de transmission de la tranchée avec d .

Considérons deux guides semi-infinis positionnés face à face et formant une tranchée de taille d (Fig.4.7). Une onde incidente \mathbf{E}_i de longueur d'onde $\lambda = 0.78 \mu\text{m}$ se propage dans le guide et donne lieu à une onde transmise \mathbf{E}_t et une onde réfléchie \mathbf{E}_r . Les ondes \mathbf{E}_t et \mathbf{E}_r résultent de la contribution des ondes contra-propageantes dans la tranchée \mathbf{E}_+ et \mathbf{E}_- . On associe à cette tranchée les facteurs complexes de transmission $\tilde{t}(d)$ et de réflexion $\tilde{r}(d)$ qui s'écrivent :

$$\tilde{t}(d) = \frac{E_t(d)}{E_i} \quad (4.9)$$

$$\tilde{r}(d) = \frac{E_r(d)}{E_i} \quad (4.10)$$

Résultats

Nous calculons numériquement ces facteurs en fonction de la longueur de la tranchée. Sur la figure 4.8, nous présentons les coefficients de réflexion $\mathcal{R}(d) = |\tilde{r}(d)|^2$ et de transmission $\mathcal{T}(d) = |\tilde{t}(d)|^2$. Les courbes de réflectivité et de transmission sont des fonctions oscillantes de période de demi-longueur d'onde $\lambda/2$. Ces oscillations Fabry-Pérot sont dues aux interférences des ondes contra-propageantes \mathbf{E}_+ et \mathbf{E}_- dans la tranchée. La courbe Fig.4.8(b) montre une diminution de l'amplitude du coefficient de transmission lorsque la longueur de la tranchée augmente, ce qui traduit la présence de pertes dues au mode qui diverge dans la tranchée. En effet, le mode diverge de plus en plus au fur et à mesure que la longueur de la tranchée augmente, et le recouvrement entre le mode qui s'est propagé et le mode propre du guide diminue avec la distance d .

Les coefficients de transmission et de réflexion nous permettent d'en déduire la fraction de l'énergie perdue dans la tranchée $\mathcal{L}(d) = 1 - \mathcal{R}(d) - \mathcal{T}(d)$. La courbe de la figure 4.9 montre l'évolution de la fraction d'énergie perdue \mathcal{L} avec la longueur de la tranchée. Ces pertes optiques augmentent avec la longueur d de la tranchée. Cette courbe met en évidence des maxima périodiques pour des longueurs correspondant à des multiples entiers de demi-longueur d'onde. On peut comprendre qualitativement ce comportement, puisque les pertes par diffraction sont proportionnelles à l'intensité du champ dans la tranchée et comme celle-ci forme une cavité Fabry-Pérot, elle amplifie les pertes lorsqu'elle est à résonance. Le champ est maximal lorsque les interférences sont constructives c'est à dire quand la cavité formée par la tranchée est résonante avec l'onde lumineuse.

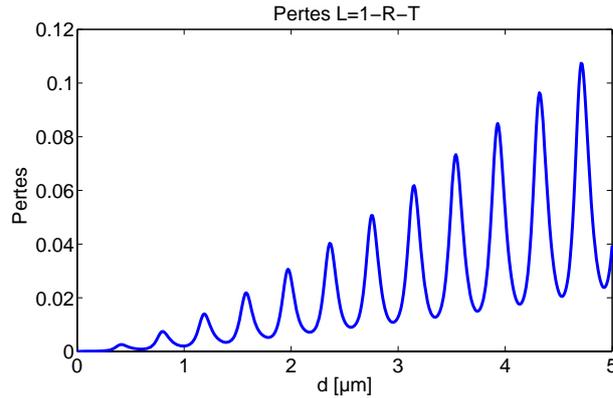


FIGURE 4.9 – Evolution de la fraction de l'énergie perdue par la tranchée. Les maxima ont lieu pour des multiples entiers de demi-longueur d'onde. La tranchée fait office de cavité qui amplifie les pertes lorsqu'elle est à résonance.

Calcul du facteur de recouvrement

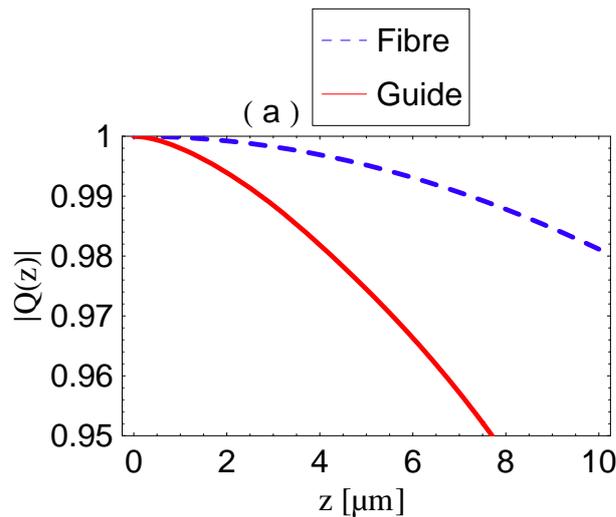


FIGURE 4.10 – Module de l'efficacité de couplage en fonction de la taille de la tranchée. On compare le recouvrement d'un mode gaussien (courbe tirets bleus) et le recouvrement simulé du mode réel (courbe rouge).

Nous venons de voir que les pertes optiques sont en partie liées à la divergence du mode dans la tranchée. Une façon de caractériser ces pertes est de calculer l'efficacité de couplage $Q(z)$ entre le mode propre et le mode qui s'est propagé librement dans l'espace libre. Notons que nous aurons besoin de connaître ce facteur $Q(z)$ puisqu'il interviendra dans les modèles que nous allons établir dans les prochains paragraphes.

Vue la forme particulière du mode propre, nous avons recours aux simulations numériques pour le calculer. Pour cela, on considère que le mode se propage dans le guide pour $z < 0$, et il atteint l'interface guide-air à $z = 0$. Nous calculons numériquement l'amplitude complexe normalisée $f_0(x, y, z)$ du champ qui se propage dans l'espace libre à $z > 0$. La continuité du champ électrique à l'interface impose que l'amplitude normalisée $f_0(x, y, 0)$ correspond au profil du mode propre. Dans l'espace libre, le profil du champ $f_0(x, y, z)$

diverge et le recouvrement avec le profil du mode guidé $f_0(x, y, 0)$ diminue lorsque la distance de propagation z augmente. L'efficacité de couplage $\mathcal{Q}(z)$ est définie par :

$$\mathcal{Q}(z) = \frac{\iint f_0^*(x, y, 0) f_0(x, y, z) dx dy}{\sqrt{\iint |f_0(x, y, 0)|^2 dx dy \iint |f_0(x, y, z)|^2 dx dy}} \quad (4.11)$$

A une position $z > 0$, nous avons $|\mathcal{Q}(z)| < 1$ qui traduit que le champ $f_0(x, y, z)$ est partiellement recouplé dans le guide d'onde. Le facteur de recouvrement $\mathcal{Q}(z)$ est une quantité complexe que l'on peut ré-écrire sous forme d'une amplitude et d'une phase :

$$Q(z) = |Q(z)| \exp i(kz + \varphi(z)) \quad (4.12)$$

Sur la figure 4.10, nous avons représenté l'évolution du facteur de recouvrement $|\mathcal{Q}(z)|$ en fonction de la position z . Nous comparons le recouvrement dans le cas du guide (courbe rouge) avec celui d'une fibre dont le mode gaussien a le même waist effectif $w_{0,eff} = \sqrt{w_{0x} w_{0y}}$ que le mode guidé (courbe bleu). Nous constatons bien ici que le mode du guide diverge plus vite que le mode gaussien.

Nous allons à présent établir des modèles semi-analytiques qui nous permettront de mieux comprendre les résultats numériques précédents. L'idée ici est de passer de la structure bidimensionnelle à un système unidimensionnel. Pour cela, nos modélisations reposeront sur l'utilisation des ondes planes et du formalisme des relations de passage aux interfaces. Par ailleurs, pour tenir compte du recouvrement modal réel, nous utiliserons le facteur $\mathcal{Q}(z)$ que nous avons calculé numériquement.

4.3.2 Première approche : modèle au premier ordre

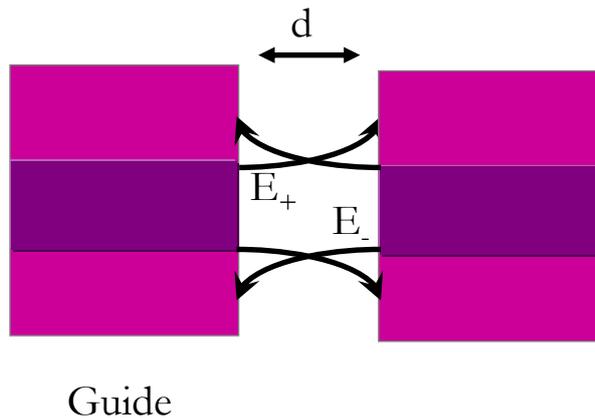


FIGURE 4.11 – Schéma du guide avec la tranchée de taille d . Le champ d'amplitude E_+ diverge jusqu'à la seconde interface pendant que le champ d'amplitude E_- diverge, de même façon que E_+ , jusqu'à la première interface.

Modélisation

Les pertes introduites par la tranchée sont à première vue liées à la divergence naturelle du faisceau dans la tranchée. On peut essayer de rendre compte de ce fait en s'inspirant

du modèle proposé dans la référence [30]. Les auteurs estiment les pertes engendrées par une tranchée dans une cavité sur une fibre optique en calculant le flux d'énergie suivant l'axe de cette tranchée. De manière équivalente, on peut adapter ici ce modèle en terme d'équations de passage pour calculer la fraction de l'énergie perdue \mathcal{L} . Pour cela, nous allons utiliser les notations et la géométrie de la tranchée de la figure 4.7. Pour calculer la fraction de l'énergie perdue $\mathcal{L} = 1 - |E_t|^2 - |E_r|^2$, nous devons établir explicitement les expressions des amplitudes des champ transmis E_t et réfléchi E_r par la tranchée. Les auteurs de la référence [30] considèrent qu'à chaque réflexion et transmission à une interface, seule une fraction \mathcal{Q} de l'amplitude est recouplée dans le guide. Les champs transmis et réfléchi s'écrivent donc :

$$E_t(d) = t\mathcal{Q}(d)E_+(d) \quad (4.13)$$

$$E_r(d) = t\mathcal{Q}(d)E_-(d) - rE_i \quad (4.14)$$

où r et t sont les facteurs de Fresnel respectivement de réflexion et de transmission aux interfaces guide-air et sont tels que $r^2 + t^2 = 1$ (interfaces sans pertes). Le guide est un empilement de trois couches d'indices légèrement différents que l'on peut ramener à une seule couche ayant un indice effectif n (cf. Chap. 4.1, Sec.3.3.2, page 74). Nous faisons donc l'approximation que ces coefficients s'écrivent en fonction de l'indice effectif n du mode guidé fondamental :

$$r = \frac{n-1}{n+1} \quad (4.15)$$

$$t = \frac{2\sqrt{n}}{n+1} \quad (4.16)$$

Les ondes contra-propageantes E_+ et E_- ont pour expression :

$$E_+(d) = tE_i + rE_-(d)\mathcal{Q}(d) = \frac{tE_i}{1 - r^2\mathcal{Q}^2(d)} \quad (4.17)$$

$$E_-(d) = r\mathcal{Q}(d)E_+(d) = \frac{rt\mathcal{Q}(d)E_i}{1 - r^2\mathcal{Q}^2(d)} \quad (4.18)$$

Les expressions 4.14 des amplitudes transmise et réfléchie se réécrivent :

$$E_t(d) = \frac{t^2|\mathcal{Q}(d)|E_i e^{i(kd+\varphi(d))}}{1 - r^2|\mathcal{Q}(d)|^2 e^{2i(kd+\varphi(d))}} \quad (4.19)$$

$$E_r(d) = \frac{rt^2|\mathcal{Q}(d)|^2 E_i e^{2i(kd+\varphi(d))}}{1 - r^2|\mathcal{Q}(d)|^2 e^{2i(kd+\varphi(d))}} - rE_i \quad (4.20)$$

Ainsi, connaissant l'évolution réelle du facteur $\mathcal{Q}(d)$, nous pouvons calculer la fraction de l'énergie perdue $L = 1 - |E_r|^2 - |E_t|^2$ (en posant $E_i = 1$).

Comparaison et conclusion

Nous pouvons à présent comparer \mathcal{L} de ce modèle aux simulations numériques. Comme le montre la figure 4.12, le modèle présenté ici sous-estime les pertes optiques. De plus, on constate un léger déphasage avec les simulations. Ce modèle est donc insuffisant pour décrire les pertes réelles dans la tranchée. Pour tenter de comprendre la raison pour

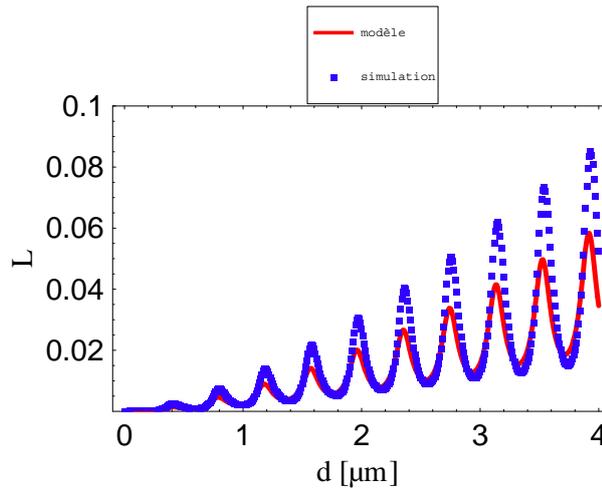


FIGURE 4.12 – Evolution de la fraction de l'énergie perdue en fonction de la longueur de la tranchée. On compare le modèle (courbe rouge) et la simulation (courbe en points bleus). Les pertes sont sous estimées par le modèle, et on constate un léger déphasage entre des deux courbes.

laquelle ce modèle ne décrit pas complètement la réalité, nous allons développer le champ transmis (éq.4.19) qui peut s'écrire :

$$\begin{aligned}
 E_t(d) = \frac{t^2 Q(d) E_i}{1 - r^2 Q^2(d)} = & \underbrace{t^2 Q E_i}_{Q \times 1^{\text{ième}} \text{ réflexion}} + \underbrace{t^2 Q E_i [r^2 Q^2]}_{Q^3 \times 2^{\text{ième}} \text{ réflexion (aller/retour)}} \\
 & + \underbrace{t^2 Q E_i [r^4 Q^4]}_{Q^5 \times 3^{\text{ième}} \text{ réflexion (2 allers/retours)}} + \dots
 \end{aligned} \tag{4.21}$$

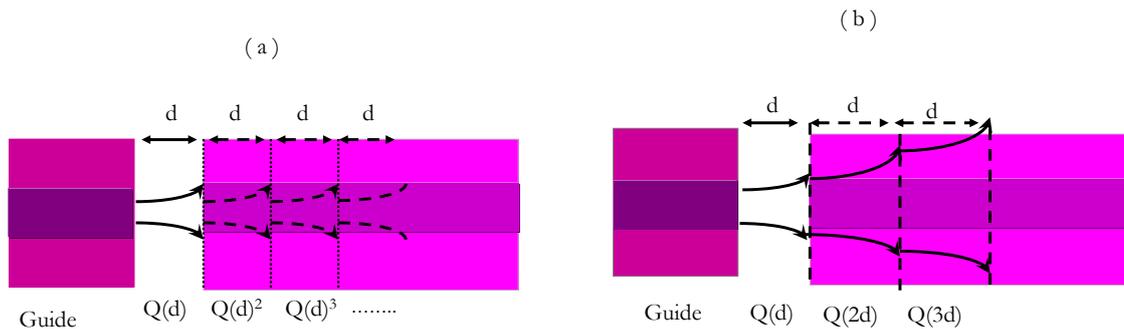


FIGURE 4.13 – Schéma de la tranchée montrant l'effet des multiples réflexions sur l'étalement transverse du mode libre à chaque réflexion.

On comprend ici qu'à chaque réflexion et transmission de l'onde dans la tranchée, une partie de l'onde est recouplée dans le guide avec un facteur Q . Nous constatons donc qu'à toutes les multiples réflexions, le mode diverge de la même façon. Nous pouvons interpréter cela en considérant la figure 4.13 (a). Dans ce modèle, nous supposons qu'à la $p^{\text{ième}}$ réflexion, le recouvrement du mode est $Q(d)^p$, autrement dit on suppose que le recouvrement $Q(d)$ est le même pour chaque réflexion. Le fait que ce modèle ne correspond pas à la réalité vient de l'hypothèse que pour toute les réflexions du champ le waist

initial du mode est le même. Or, comme le montre la figure 4.13 (b), à la $p^{\text{ième}}$ réflexion le recouvrement est $\mathcal{Q}(pd)$, et donc $\mathcal{Q}(d)^p \neq \mathcal{Q}(pd)$.

4.3.3 Deuxième approche : multiples réflexions du champ dans la tranchée

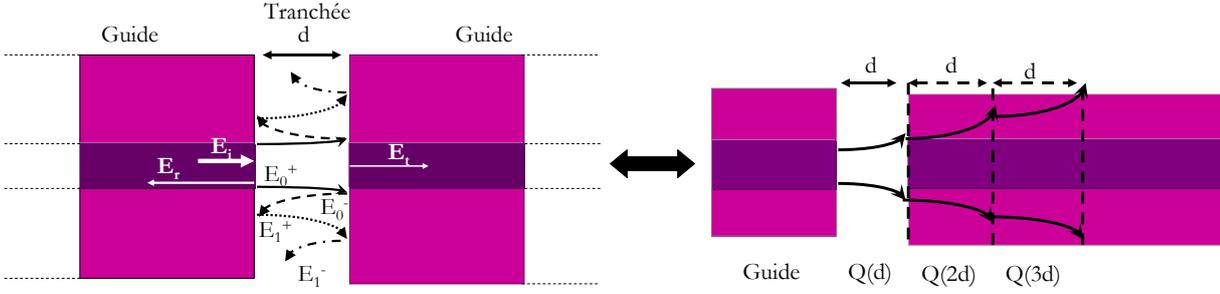


FIGURE 4.14 – Schéma de la tranchée montrant l'effet des multiples réflexions sur l'étalement transverse du mode libre à chaque réflexion.

Modélisation

Pour tenir compte du recouvrement $\mathcal{Q}(pd)$ du mode à la $p^{\text{ième}}$ réflexion, nous allons considérer que le mode dans la tranchée est la superposition de E_p^+ et E_p^- , qui sont respectivement le champ de la $2p^{\text{ième}}$ réflexion (qui se propage de la gauche vers la droite) et celui de la $(2p + 1)^{\text{ième}}$ réflexion (qui se propage de la droite vers la gauche) réflexions aux interfaces de la tranchée. On peut écrire alors les amplitudes E_p^+ et E_p^- en fonction du champ d'amplitude E_i :

$$E_p^+ = tr^{2p} E_i \quad (4.22)$$

$$E_p^- = tr^{2p+1} E_i \quad (4.23)$$

Une fraction t de chaque composante E_p^+ est transmise à travers l'interface de droite du système guide-air-guide. De plus, à cause de la diffraction du mode dans la tranchée, seule la fraction $\mathcal{Q}_p^+ = \mathcal{Q}(2pd + d)$ est recouplée dans le mode propre du guide de droite. Par conséquent, le champ transmis E_t est la contribution de toutes les fractions transmises de E_p^+ et s'écrit :

$$E_t = t \sum_p \mathcal{Q}_p^+ E_p^+ = t \sum_p \mathcal{Q}_p^+ tr^{2p} E_i \quad (4.24)$$

De la même manière, le champ réfléchi par la tranchée est la contribution du champ réfléchi par l'interface guide-air $-rE_i$ et des composantes E_p^- couplées et transmises par l'interface air-guide. Le champ réfléchi s'écrit alors :

$$E_r = -rE_i + t \sum_p \mathcal{Q}_p^- E_p^- = -rE_i + t \sum_p \mathcal{Q}_p^- tr^{2p+1} E_i \quad (4.25)$$

avec $\mathcal{Q}_p^- = \mathcal{Q}(2pd + 2d)$ le facteur de couplage à l'interface de gauche après la $(2p + 1)^{\text{ième}}$ réflexion dans la tranchée. La tranchée peut être vue comme une interface à pertes décrite par un facteur de transmission en amplitude $\tilde{t} = E_t/E_i$ et un facteur de réflexion en

amplitude $\tilde{r} = E_r/E_i$. Ces facteurs sont des quantités complexes qui dépendent de d et peuvent s'écrire sous forme d'une amplitude et d'une phase :

$$\tilde{t}(d) = |\tilde{t}(d)| e^{i\varphi_t(d)} \quad (4.26)$$

$$\tilde{r}(d) = |\tilde{r}(d)| e^{i\varphi_r(d)} \quad (4.27)$$

où $\varphi_t(d) = \arg[\tilde{t}(d)]$ et $\varphi_r(d) = \arg[\tilde{r}(d)]$ sont les phases associées respectivement aux facteurs de transmission et de réflexion en amplitude.

Comparaison simulation/modèle et conclusion

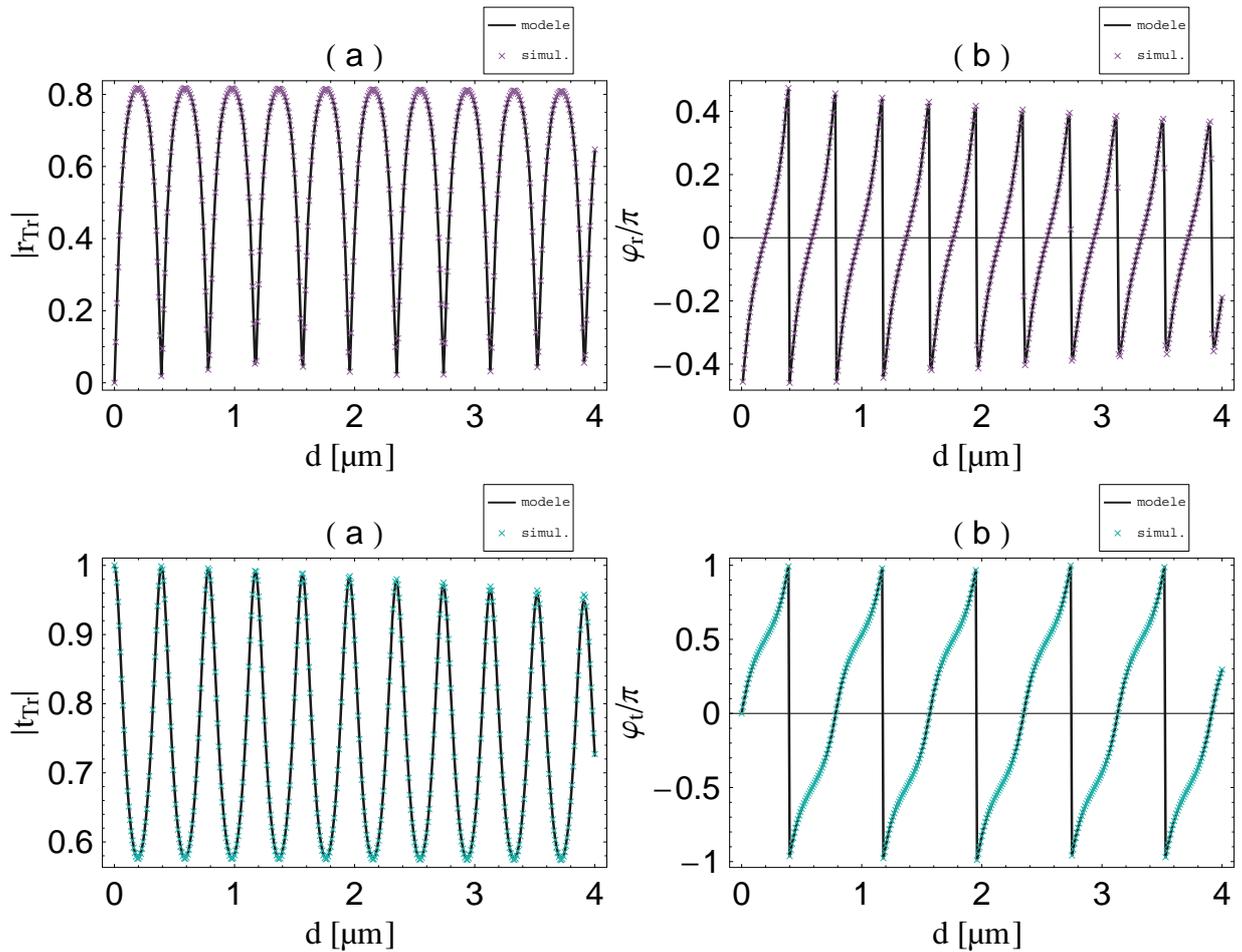


FIGURE 4.15 – Courbes comparatives des facteurs de transmission et réflexion de la tranchée. On compare les amplitudes et les phases calculées numériquement (courbes en croix) avec le modèle (courbes continues).

Nous avons calculé les facteurs de transmission \tilde{t} et de réflexion \tilde{r} . Nous comparons l'amplitude et la phase de \tilde{t} et \tilde{r} sur la figure 4.15. La confrontation des résultats montrent un très bon accord entre le modèle et la simulation. Les facteurs de transmission et de réflexion permettent ainsi de calculer la fraction de l'énergie perdue au niveau de la tranchée $\mathcal{L}(d) = 1 - |\tilde{t}(d)|^2 - |\tilde{r}(d)|^2$. Les résultats des simulations et du modèle concordent également très bien comme le montre les courbes de la figure 4.16.

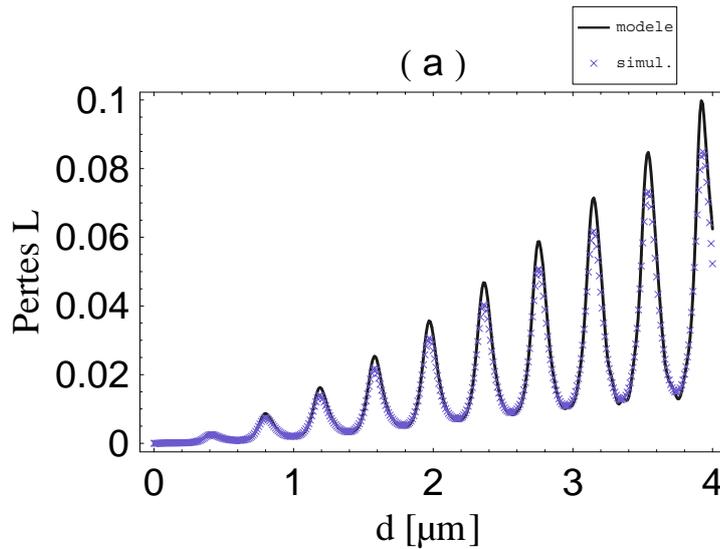


FIGURE 4.16 – Comparaison de la fraction de l'énergie perdue dans la tranchée. La courbe en croix bleues représente les résultats des simulations et la courbe continue en noir est le résultat analytique.

4.3.4 Conclusion

Dans cette section nous avons calculé les pertes optiques dans la tranchée avec des simulations numériques. Nous avons vu que les pertes optiques étaient liées à la divergence naturelle du mode dans la tranchée, mais aussi au contraste d'indice entre le guide et l'air qui est suffisamment important pour que les pertes puissent être amplifiées par la tranchée. En effet, la tranchée fait office de cavité qui recycle le champ et qui amplifie les pertes par diffraction lorsque la tranchée est à résonance. Pour conforter notre compréhension, nous avons proposé trois modèles, et nous avons comparé chacun d'eux avec la simulation. Nous avons montré que pour décrire de manière satisfaisante ces pertes, il fallait prendre en considération le recouvrement des multiples réflexions du champ dans la tranchée. Ce dernier modèle reproduit assez bien les simulations.

4.4 La tranchée dans le résonateur

Dans cette section nous allons considérer la cavité dans son ensemble, c'est à dire que les guides ont une longueur finie et sont terminés par des miroirs parfaits. Nous allons modéliser les éléments nécessaires pour estimer la coopérativité. Le cheminement de notre étude est le suivant : nous calculerons d'abord par calculer la finesse en fonction des paramètres de la cavité, puis nous modéliserons le champ présent dans la tranchée, et nous terminerons par le calcul de la coopérativité.

4.4.1 Le résonateur dans son ensemble

L'une des particularités de la cavité basée sur un guide d'onde est qu'il s'agit d'un système de cavités couplées (Fig.4.17). De ce fait, chaque sous-cavité va avoir un effet sur les autres sous-ensembles. Jusqu'à présent nous avons étudié les pertes induites par une tranchée dans un guide infini. Elles correspondent donc à des pertes optiques sur un seul passage. La présence des miroirs aux extrémités imposent une condition de résonance globale du résonateur si bien que pour une longueur fixe de la tranchée, la variation de la

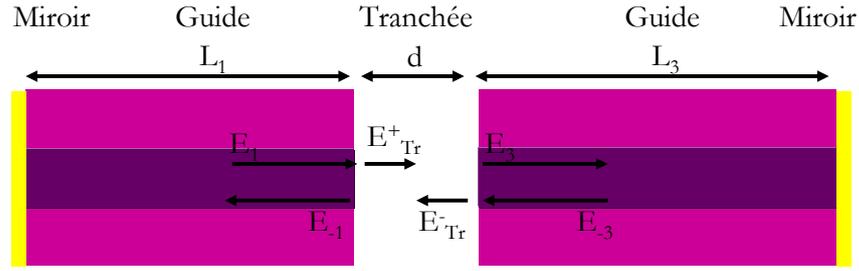


FIGURE 4.17 – Schéma général de la cavité basée sur un guide d'onde (vue du dessus).

longueur optique d'un segment du guide modifie le champ dans l'ensemble de la cavité et donc les pertes optiques. Une autre conséquence qui est liée à ce système de cavité couplée est la variation du volume modal² avec les longueurs optiques de chaque sous-cavité.

4.4.2 Modélisation du résonateur

Le calcul des caractéristiques essentielles telles que la finesse et le volume modal passe par le calcul du champ présent dans la cavité. Nous considérons des champs contra-propageants dans chaque sous-cavité du système présenté sur la figure 4.17. On note :

- E_1 et E_{-1} les champs (présents juste avant l'interface guide-tranchée) qui se propagent dans le guide de longueur L_1 respectivement de la gauche vers la droite et de la droite vers la gauche.
- E_{Tr}^+ et E_{Tr}^- les champs dans la tranchée de longueur d qui se propagent respectivement de la gauche vers la droite et de la droite vers la gauche.
- E_3 et E_{-3} les champs (présents juste après l'interface guide-tranchée) qui se propagent dans le guide de longueur L_3 respectivement de la gauche vers la droite et de la droite vers la gauche.

Le calcul des différentes amplitudes se fait en résolvant les équations de passage d'un milieu vers l'autre. Pour simplifier le problème, nous supposons que c'est le champ E_1 qui donne naissance aux champs dans la cavité et nous poserons $E_1 = 1$.

4.4.3 La finesse du résonateur

La réflectivité effective

Les pertes induites par la tranchée d'une cavité dépendent des interférences entre deux ondes qui se propagent et qui donnent lieu à une onde stationnaire dans le résonateur. Par conséquent, pour calculer la finesse de la cavité basée sur un guide d'onde avec une tranchée, nous devons estimer les pertes induites par la tranchée en présence d'une onde recyclée par un miroir parfait qui termine le guide optique.

Pour estimer les pertes de la cavité, on peut simplifier le schéma du résonateur de la figure 4.17 en se ramenant à un système guide-tranchée-guide-miroir. On peut toujours décrire la tranchée de longueur d par un facteur de transmission $\tilde{t}(d)$ et réflexion \tilde{r} (cf. paragraphe 4.3.3, éq. 4.26-4.27). Le schéma équivalent au système guide-tranchée-guide-miroir est le

2. Le volume modal dépend de la longueur optique et de l'amplitude du champ de chaque sous-cavité.

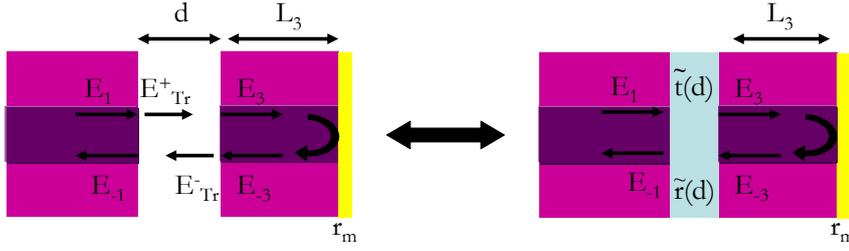


FIGURE 4.18 – Schéma du système guide semi-infini, tranchée, guide, miroir parfait. La tranchée peut être modélisée par les facteurs de transmission $\tilde{t}(d)$ et réflexion $\tilde{r}(d)$. Les pertes optiques sont alors contenues dans ces coefficients.

système formé d'un guide, d'un interface à laquelle on affecte les facteurs complexes $\tilde{t}(d)$ et $\tilde{r}(d)$, et d'un miroir parfait de réflectivité $r_m = -1$ (Fig. 4.18). On peut alors relier facilement les amplitudes E_1 , E_{-1} , E_3 et E_{-3} entre elles en résolvant les équations de passage suivantes :

$$E_3 = \tilde{t}(d)E_1 + \tilde{r}(d)E_{-3} \quad (4.28)$$

$$E_{-1} = \tilde{t}(d)E_{-3} + \tilde{r}(d)E_1 \quad (4.29)$$

$$E_{-3} = r_m E_{-3} e^{2inkL_3} \quad (4.30)$$

où n est l'indice effectif du mode propre qui se propage dans le guide et $k = 2\pi/\lambda$ est le nombre d'onde dans le vide. Les amplitudes E_3 , E_{-3} , et E_{-1} s'écrivent en fonction de E_1 :

$$E_3 = \frac{\tilde{t}(d)}{1 - r_m \tilde{r}(d) e^{2inkL_3}} E_1 \quad (4.31)$$

$$E_{-3} = \frac{r_m \tilde{t}(d) e^{2inkL_3}}{1 - r_m \tilde{r}(d) e^{2inkL_3}} E_1 \quad (4.32)$$

$$E_{-1} = \left(r + \frac{r_m \tilde{t}^2(d) e^{2inkL_3}}{1 - r_m \tilde{r}(d) e^{2inkL_3}} \right) E_1 \quad (4.33)$$

Il est intéressant de noter que l'on peut relier E_{-1} et E_1 en terme de réflectivité :

$$E_{-1} = r_{eff}(d, k, L_3) E_1 \quad (4.34)$$

où $r_{eff}(d, k, L_3)$ est la réflectivité effective complexe de l'ensemble tranchée-guide-miroir. Sur la figure 4.19, nous avons représenté le module de la réflectivité effective et la phase associée en fonction de la longueur L_3 du guide et pour différentes longueurs d de la tranchée. Pour chaque tranchée, nous comparons divers calculs basés :

1. sur des simulations pures (courbes en ligne continue avec symboles). A l'aide du programme qui nous a permis d'estimer les pertes, nous avons simulé le système formé par un guide semi-infini, la tranchée de taille d , un guide de longueur L_3 , et un miroir parfait. Nous calculons le champ E_{-1} réfléchi par cet empilement en fonction de L_3 , ce qui nous donne accès à la réflectivité effective de l'empilement.
2. A l'aide des simulations, nous avons calculé les facteurs complexes \tilde{t}_{simul} et \tilde{r}_{simul} de la tranchée (courbes en ligne continue). Puis, en utilisant la relation 4.33, nous calculons alors la réflectivité effective.

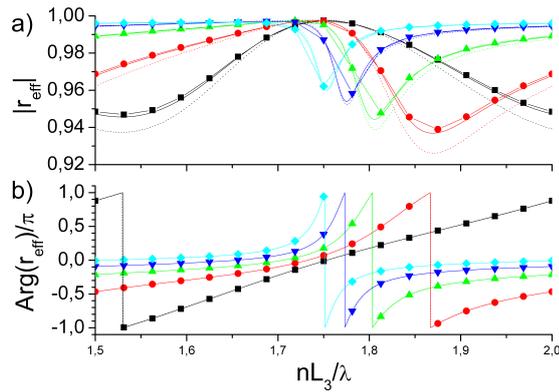


FIGURE 4.19 – Réflectivité effective r_{eff} du système tranchée-guide-miroir parfait en fonction de la longueur du guide de longueur L_3 . Légende : carrés bleus clairs $d = 1.95 \mu\text{m}$, triangles bleus $d = 2 \mu\text{m}$, triangles verts $d = 2.05 \mu\text{m}$, ronds $d = 2.10 \mu\text{m}$, carrés noirs $d = 2.15 \mu\text{m}$.

- Enfin, à l'aide du modèle des multiples réflexions nous utilisons les résultats obtenus pour $\tilde{t}_{modèle}$ et $\tilde{r}_{modèle}$, afin de calculer la réflectivité effective avec la relation 4.33. Les résultats sont les courbes en ligne pointillée.

Nous constatons que les résultats de la réflectivité effective r_{eff} (pour différents d) calculée numériquement (lignes continues avec symboles) concordent très bien avec celle calculée selon la méthode du point numéro 2 que nous venons de présenter. Par contre, si on compare les méthodes 1 et 2 avec la r_{eff} calculée selon la méthode du point 3, on constate une légère différence lorsque d augmente. Les pertes de l'ensemble guide-tranchée-guide-miroir sont plus importantes avec le modèle 3. Pour la phase associée à r_{eff} , toutes les méthodes concordent. Par ailleurs, pour une taille de tranchée d fixée, lorsque le miroir équivalent est à résonance, la réflectivité effective diminue et donc pertes optiques augmentent. Nous aurons besoin de cette réflectivité effective pour simplifier la cavité couplée, elle nous permettra de calculer la finesse.

La finesse du résonateur

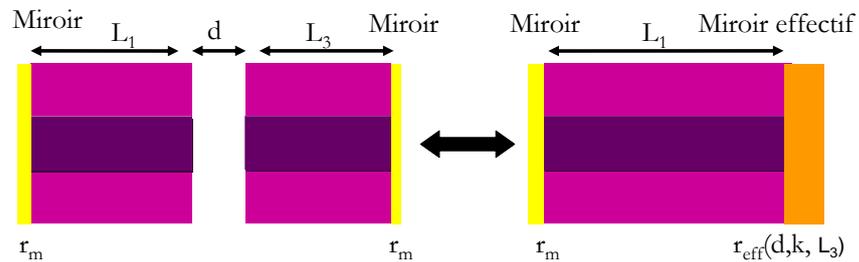


FIGURE 4.20 – Schéma du système de cavités couplées qui est équivalent à une cavité Fabry-Pérot formée d'un miroir parfait d'un guide de longueur L_1 et d'un miroir de réflectivité effective $r_{eff}(d, L_3)$.

Le problème du résonateur couplé se simplifie donc pour le calcul de la finesse, puisque nous traitons une partie de la cavité en terme de réflectivité effective. Nous nous ramenons au schéma équivalent présenté sur la figure 4.20. Nous considérons une cavité Fabry-Pérot asymétrique constituée d'un miroir parfait de réflectivité $r_m \approx -1$, d'un guide d'onde

de longueur L_1 , et d'un miroir effectif de réflectivité complexe r_{eff} . On suppose que ce résonateur est injecté par une onde extérieure E_{in} , ce qui nous permet d'exprimer l'amplitude E_1 en fonction de E_{in} et des paramètres de la cavité :

$$E_1 = \frac{t_m e^{inkL_1}}{1 - r_m r_{eff}(d, k, L_3) e^{2inkL_1}} E_{in} \quad (4.35)$$

où $t_m \ll 1$ est le facteur de transmission du miroir de couplage et est tel que $t_m^2 + r_m^2 \approx 1$. On peut exprimer la réflectivité en terme d'amplitude et d'une phase $r_{eff} = |r_{eff}| e^{2i\psi}$ où $\psi = \arg[r_{eff}]/2$ et l'amplitude E_1 peut se ré-écrire :

$$E_1 = \frac{t_m e^{inkL_1}}{1 - r_m |r_{eff}(d, k, L_3)| e^{i\Psi(L_1, d, k, L_3)}} E_{in} \quad (4.36)$$

avec $\Psi(L_1, d, k, L_3) = 2nkL_1 + 2\psi(d, k, L_3)$ qui est la phase accumulée sur un aller-retour dans la cavité. L'intensité du champ E_1 qui circule dans la cavité s'écrit :

$$|E_1|^2 = \frac{|t_m|^2}{(1 - |r_m r_{eff}|)^2 + 4|r_m r_{eff}| \sin^2\left(\frac{\Psi}{2}\right)} \quad (4.37)$$

L'expression 4.37 est une lorentzienne de largeur à mi hauteur $\frac{1 - |r_m r_{eff}|}{\sqrt{|r_m r_{eff}|}}$. Par définition on peut écrire la finesse en fonction de sa largeur à mi hauteur δk d'une résonance et de l'intervalle spectral libre Δk entre deux pics de résonance consécutifs :

$$\mathcal{F} = \frac{\Delta k}{\delta k} \quad (4.38)$$

On détermine la largeur de la résonance en écrivant la condition suivante :

$$\frac{(1 - |r_m r_{eff}|)^2}{4|r_m r_{eff}|} = \sin^2\left(\frac{\Psi(k + \frac{1}{2}\delta k)}{2}\right) \quad (4.39)$$

Nous avons vu que la phase du miroir effectif évoluait très vite autour de la résonance (Fig.4.19(b)), ceci justifie un développement limité autour de la résonance k_0 à l'ordre un de la phase globale $\Psi(k + \frac{1}{2}\delta k)$:

$$\Psi(k + \frac{1}{2}\delta k) \approx \Psi(k_0) + \frac{1}{2}\delta k \left. \frac{\partial \Psi}{\partial k} \right|_{k_0} \quad (4.40)$$

Or à résonance nous avons la condition $\Psi(L_1, d, k_0, L_3) = 2m\pi$ (avec $m \in \mathbb{N}$) et l'expression 4.40 se simplifie :

$$\Psi(k + \frac{1}{2}\delta k) \approx \frac{1}{2}\delta k \left. \frac{\partial \Psi}{\partial k} \right|_{k_0} = \left(nL_1 + \left. \frac{\partial \psi}{\partial k} \right|_{k_0} \right) \delta k \quad (4.41)$$

Nous considérons que la tranchée est petite devant la taille des guides $d \ll L_3$. Nous cherchons les résonances de la cavité, et nous considérons la réponse du miroir effectif r_{eff} au nombre d'onde k telle que $\delta k = k - k_0 \lesssim 1/L_3 \ll 1/d$. Autrement dit, nous considérons uniquement la dépendance de r_{eff} en k . Ainsi, les facteurs de réflexion et de transmission de la tranchée sont tels que $\tilde{r}(k) \approx \tilde{r}(k_0)$ et $\tilde{t}(k) \approx \tilde{t}(k_0)$. La finesse a alors pour expression :

$$\mathcal{F} = \frac{\pi \sqrt{|r_m r_{eff}|}}{1 - |r_m r_{eff}|} \frac{1}{n(L_1 + L_3)} \left(nL_1 + \left. \frac{\partial \psi}{\partial k} \right|_{k_0} \right) \quad (4.42)$$

où L_1 est choisie de manière à satisfaire la condition de résonance globale de la cavité c'est à dire $L_1 = (2m\pi - \arg[r_{eff}])/2k$.

Résultats

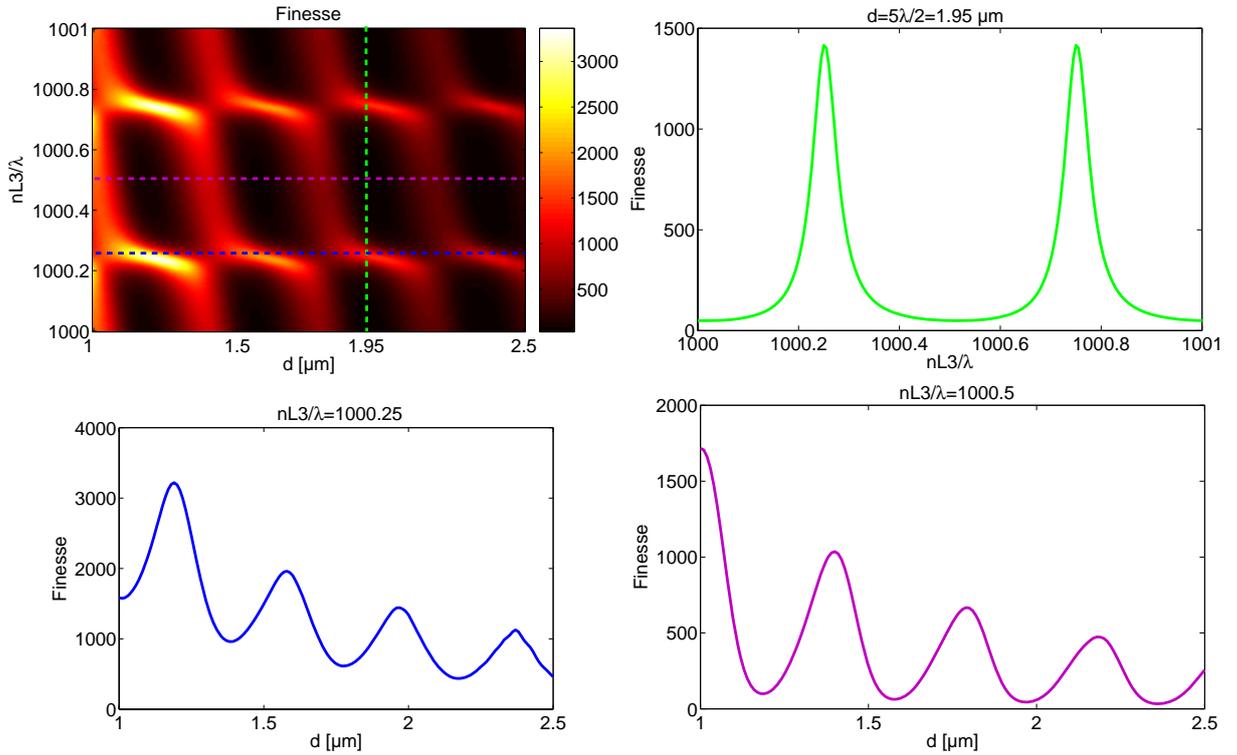


FIGURE 4.21 – Evolution de la finesse du résonateur avec la taille de la tranchée d et la longueur L_3 du guide. La longueur de la tranchée contrôle à la fois les interférences dans la tranchée mais aussi correspond à un niveau de pertes par diffraction. La longueur du guide permet aussi de contrôler la valeur du champ dans la tranchée. La finesse évolue périodiquement entre deux extréma avec L_3 , et décroît périodiquement avec d

Nous avons calculé la finesse d'un tel résonateur et nous reportons les résultats sur les courbes de la figure 4.21. Ces courbes montrent que la finesse diminue quand la longueur d augmente, puisque les pertes par diffraction augmentent avec d . Par ailleurs, pour d fixé, la finesse oscille périodiquement entre deux extréma. On explique cela par le fait que L_3 contrôle les interférences dans la tranchée, si bien que lorsque le champ est maximal dans celle-ci, les pertes sont amplifiées et la finesse est alors très petite. Le cas inverse se produit lorsque le champ dans la tranchée est minimal, conduisant à une finesse relativement grande par rapport au cas précédent.

La finesse dépend donc de la réflectivité effective r_{eff} dépendant elle-même de la taille de la tranchée et de la longueur du guide L_3 . Ainsi, pour une taille de tranchée fixe (les pertes par diffraction sont fixes) on contrôle les interférences, et par extension les pertes optiques, dans la tranchée avec le paramètre L_3 . Lorsque la longueur d est un multiple entier de demi-longueur d'onde, la tranchée laisse passer complètement la lumière puisque à résonance $\tilde{t}(d) \approx 1$ et $\tilde{r}(d) \approx 0$. A cette valeur de d fixée, le champ dans la cavité ne dépend plus que du guide de longueur de L_3 . Par conséquent, les pertes optiques dépendent de L_3 . Si cette longueur est un multiple entier de demi-longueur d'onde, alors les interférences sont constructives dans la tranchée. Ainsi, les pertes optiques sont maximales. Dans cette situation, la valeur de la réflectivité effective atteint un minimum, et la finesse du résonateur atteint donc un minimum. Enfin, si la longueur L_3 est un un multiple entier

impair de $\lambda/4n$, alors les interférences des champs dans la tranchée sont destructives. Les pertes optiques sont alors minimales, et donc la finesse atteint un maximum.

Conclusion

La cavité peut être simplifiée grâce à un miroir effectif de réflectivité $r_{eff}(d, L_3)$ qui décrit la tranchée, le guide de longueur L_3 et un miroir. Avec cette réflectivité effective nous avons établi la finesse de la cavité couplée. A présent, nous allons établir l'expression du champ dans la tranchée qui nous permettra de calculer le couplage.

4.4.4 Le champ dans la tranchée

Le champ dans la tranchée de la cavité résulte des champs provenant des guides de longueur L_1 et L_3 qui ont subi de multiples réflexions dans chacun des guides. Le calcul du champ de la tranchée va nous permettre de calculer le champ électrique à un photon au centre de celle-ci. Pour cela, nous calculons numériquement le profil du champ électrique $f_0(x, y, z)$ qui se propage dans l'espace libre. Nous considérons ici le maximum du champ normalisé $f_0(x=0, y=0, z) = f_0(z)$. Le champ de la tranchée est donc la somme de toutes les réflexions provenant de la partie gauche de la tranchée et qui est proportionnelle à E_1 :

$$\left[\sum_{p \text{ pair}} tr^p f_0(pd+z) + \sum_{p \text{ impair}} tr^p f_0(pd+(z-d)) \right] E_1 \quad (4.43)$$

et de toutes les réflexions provenant de la partie droite et qui est proportionnelle à E_3 :

$$\left[\sum_{p \text{ pair}} tr^p f_0(pd+(z-d)) + \sum_{p \text{ impair}} tr^p f_0(pd+z) \right] E_3 \quad (4.44)$$

On peut ré-écrire le champ normalisé qui se propage dans l'espace libre f_0 en terme d'une amplitude et d'une phase :

$$f_0(z) = |f_0(z)| e^{i(kz+\phi(z))} \quad (4.45)$$

Ainsi, les contributions des champs venant de gauche $E_{Tr}^+(z)$ et de droite $E_{Tr}^-(z)$ ont pour expression :

$$\begin{aligned} E_{Tr}^+(z) &= \left[E_1 \sum_{p \text{ pair}} tr^p |f_0(pd+z)| e^{ikpd+i\varphi(pd+z)} \right. \\ &\quad \left. + E_{-3} \sum_{p \text{ impair}} tr^p |f_0(pd+z)| e^{ikpd+i\varphi(pd+z)} \right] e^{ikz} \\ &= \tilde{E}_{Tr}^+(z) e^{ikz} \end{aligned} \quad (4.46)$$

$$\begin{aligned} E_{Tr}^-(z) &= \left[E_1 \sum_{p \text{ impair}} tr^p |f_0(pd+d-z)| e^{ikpd+i\varphi(pd+d-z)} \right. \\ &\quad \left. + E_{-3} \sum_{p \text{ pair}} tr^p |f_0(pd+d-z)| e^{ikpd+i\varphi(pd+d-z)} \right] e^{-ikz} \\ &= \tilde{E}_{Tr}^-(z) e^{-ikz} \end{aligned} \quad (4.47)$$

Le champ dans la tranchée s'écrit alors :

$$E_{Tr}(z) = \tilde{E}_{Tr}^+(z) e^{ikz} + \tilde{E}_{Tr}^-(z) e^{-ikz} \quad (4.48)$$

Le champ dans la tranchée est la somme de deux ondes contra-propageantes variant lentement sur l'échelle de la longueur d'onde créant des interférences :

$$\begin{aligned} |E_{Tr}(z)| &= \sqrt{|\tilde{E}_{Tr}^+(z)|^2 + |\tilde{E}_{Tr}^-(z)|^2 + 2\Re[\tilde{E}_{Tr}^+(z)\tilde{E}_{Tr}^{*-}(z)e^{2ikz}]} \\ &= \sqrt{|\tilde{E}_{Tr}^+(z)|^2 + |\tilde{E}_{Tr}^-(z)|^2 + 2|\tilde{E}_{Tr}^+(z)||\tilde{E}_{Tr}^{*-}(z)|\cos(2kz + \arg[\tilde{E}_{Tr}^+(z)] - \arg[\tilde{E}_{Tr}^{*-}(z)])} \end{aligned}$$

Les interférences entre \tilde{E}_{Tr}^+ et \tilde{E}_{Tr}^- ne sont pas nécessairement constructives exactement au centre de la tranchée $z = d/2$, mais il existe une position z^* proche, à $\lambda/2$ près, du centre où les deux champs interfèrent constructivement. Nous avons alors :

$$|E_{Tr}(z^*)| = |\tilde{E}_{Tr}^+(z^*)| + |\tilde{E}_{Tr}^-(z^*)| \approx |\tilde{E}_{Tr}^+(\frac{d}{2})| + |\tilde{E}_{Tr}^-(\frac{d}{2})| \quad (4.49)$$

Cette approximation est valable dans la mesure où l'on considère que lors de la propagation du champ, celui ci varie peu spatialement sur l'échelle de la longueur d'onde, et l'on peut considérer que l'onde $|\tilde{E}_{Tr}^+(z^*)| \approx |\tilde{E}_{Tr}^+(\frac{d}{2})|$ et $|\tilde{E}_{Tr}^-(z^*)| \approx |\tilde{E}_{Tr}^-(\frac{d}{2})|$ au centre de la tranchée donne une intensité maximale.

4.4.5 Couplage atome-champ

Nous allons à présent calculer le couplage atome-champ dans la cavité.

Calcul du couplage atome-champ

Le couplage atome-champ est décrit par la demi-pulsation de Rabi à un photon $g = \Omega_R/2$ dans l'approximation dipolaire électrique. Il traduit l'échange d'énergie entre l'atome et le champ et est défini par :

$$g = \frac{|\mu_{ef} \cdot \mathcal{E}|}{\hbar} \quad (4.50)$$

où μ_{ef} est l'élément de matrice du dipôle, et \mathcal{E} est le champ par photon qui se calcule en intégrant le champ électromagnétique sur tout le volume modal. On voit que le calcul du couplage g revient à calculer le champ \mathcal{E} à l'endroit des atomes. Pour calculer le champ à un photon \mathcal{E} , nous écrivons alors que l'énergie du champ électromagnétique contenu dans une boîte de volume \mathcal{V} est égale à l'énergie de point zéro $\frac{\hbar\omega_L}{2}$ du champ :

$$\frac{\hbar\omega_L}{2} = 2 \times \int \frac{n^2\epsilon_0}{2} |\mathcal{E}|^2 d\mathcal{V} \quad (4.51)$$

où ϵ_0 est la permittivité diélectrique du vide. Le facteur 2 tient compte de l'égale contribution du champ électrique et du champ magnétique dans l'énergie du mode. Le couplage a alors pour expression :

$$g = \sqrt{\frac{\mu_{ef}^2 \omega_L}{2\hbar n^2 \epsilon_0 \mathcal{V}_m}} \quad (4.52)$$

où ϵ_0 est la permittivité du vide et \mathcal{V}_m est le volume modal qui traduit l'extension du champ électromagnétique dans la cavité. Le carré de l'élément de matrice du dipôle μ_{ef}^2 peut s'écrire en fonction du taux d'émission spontanée 2Γ et de la fréquence de la transition atomique ω_{ef} [114] :

$$\mu_{ef}^2 = \frac{6\pi\hbar\Gamma\epsilon_0 c^3}{\omega_{ef}^3} \quad (4.53)$$

De manière générale, le couplage g par photon s'écrit enfin dans l'approximation $\omega_L \approx \omega_{ef}$:

$$g = \sqrt{\frac{3\pi\Gamma c}{k^2 n^2 \mathcal{V}_m}} \quad (4.54)$$

avec k le nombre d'onde dans le vide. Pour calculer le couplage de la cavité couplée nous avons besoin de connaître la distribution du champ dans la cavité. Plus particulièrement nous devons définir le volume modal à partir de cette distribution de champ électromagnétique. Il s'agit donc d'intégrer le champ normalisé sur tout le volume de la cavité. Pour cela, nous écrivons le champ sous la forme :

$$\mathcal{E}(x, y, z) = \mathcal{E}_0 \mathbf{e}_0 \begin{cases} \frac{1}{2} [\varepsilon_{+1} f_1(x, y) e^{inkz} + \varepsilon_{-1} f_1(x, y) e^{-inkz}] & -L_1 - d/2 \leq z \leq -d/2 \\ \frac{1}{2} [\varepsilon_{+Tr} f_{Tr}(x, y) e^{ikz} + \varepsilon_{-Tr} f_{Tr}(x, y) e^{-ikz}] & -d/2 \leq z \leq d/2 \\ \frac{1}{2} [\varepsilon_{+3} f_3(x, y) e^{inkz} + \varepsilon_{-3} f_3(x, y) e^{-inkz}] & d/2 \leq z \leq d/2 + L_3 \end{cases} \quad (4.55)$$

Les fonctions $f_i(x, y)$ (avec $\max[f_i] = 1$) représentent les profils transverses du champ dans le guide de longueur L_1 , la tranchée de longueur d et le guide de droite de longueur L_3 (Fig.4.20). Les $\varepsilon_{\pm i}$ sont des coefficients complexes adimensionnés imposés par les relations de passages ($\varepsilon_{\pm i} \propto E_{\pm i}$ avec $i = \{1, Tr, 3\}$) et normalisés pour que $\max[n\varepsilon_{\pm 1} f_1, \varepsilon_{\pm Tr} f_{Tr}, n\varepsilon_{\pm 3} f_3] = 1$.

Le volume modal se calcule en intégrant l'intensité du champ \mathcal{E} sur le volume défini par la géométrie de la cavité. Dans la situation où la taille de la tranchée est petite devant la taille des autres parties de la cavité $d \ll nL_1, nL_3$, il est justifié de négliger le volume du champ dans la tranchée. Les profils transverses $f(x, y)$ sont les mêmes dans chacun des guides $f_1(x, y) = f_3(x, y)$ et nous supposons que les amplitudes dans l'hypothèse de cavité de faibles pertes sont telles que $|E_{+1}| = |E_{-1}|$ et $|E_{+3}| = |E_{-3}|$. Le volume modal dans les parties guidantes s'écrit alors :

$$\mathcal{V}_i = \iiint_V \frac{1}{4} |\varepsilon_{+i} f_i(x, y) e^{inkz} + \varepsilon_{-i} f_{-i}(x, y) e^{-inkz}|^2 d\mathcal{V} = |\varepsilon_{+i}| \frac{L_i}{2} \mathcal{A} \quad (4.56)$$

où $\mathcal{A} = \iint_S |f_i(x, y)|^2 d\mathcal{S}$ est l'aire du mode fondamental supporté par le guide d'onde. Le volume modal de la cavité couplée est la somme des volumes modaux des cavités et il s'écrit :

$$\mathcal{V}_m = \frac{\mathcal{A}}{2} [|\varepsilon_{+1}|^2 L_1 + |\varepsilon_{+3}|^2 L_3] \quad (4.57)$$

D'autre part, le champ par photon à la position des atomes est donné par :

$$\mathcal{E}_0 |\varepsilon_{Tr}^{max}(z)| = \mathcal{E}_0 \max[|\varepsilon_{Tr}|] = \frac{\mathcal{E}_0}{2} [|\varepsilon_{+Tr}| + |\varepsilon_{-Tr}|] \quad (4.58)$$

Enfin, le couplage g s'écrit avec les amplitudes des champs :

$$\begin{aligned} g &= \sqrt{\frac{6\pi\Gamma c}{k^2 n^2 \mathcal{A}}} \frac{\frac{1}{2} [|\varepsilon_{+Tr}| + |\varepsilon_{-Tr}|]}{\sqrt{[|\varepsilon_{+1}|^2 L_1 + |\varepsilon_{+3}|^2 L_3]}} \\ &\approx 2\pi \cdot 2.05 \frac{\frac{1}{2} [|\varepsilon_{+Tr}| + |\varepsilon_{-Tr}|]}{\sqrt{[|\varepsilon_{+1}|^2 L_1 + |\varepsilon_{+3}|^2 L_3]}} [MHz] \end{aligned} \quad (4.59)$$

La pulsation de couplage g (éq.4.59) ne dépend plus que des amplitudes du champ de la cavité. L'intensité du couplage atome-champ est imposée par la valeur des longueurs de la tranchée et des guides. Dans la cavité, l'amplitude de l'onde stationnaire évolue entre un minimum et un maximum avec les longueurs de chaque sous-cavité. Ces longueurs imposent un certain volume modal et par conséquent un couplage qui oscille.

Couplage : cas particuliers

Nous allons établir les expressions du couplage g pour des cas particuliers de L_3 et d qui maximisent et minimisent le couplage. Pour cela, nous allons d'abord déterminer les amplitudes du champ dans une cavité couplée sans pertes (même pour la tranchée) et avec des miroirs parfaits. Il s'agit là d'obtenir des relations simples du couplage g en négligeant les pertes dues à la tranchée.

L'onde stationnaire est créée par une onde incidente E_{+1} (Fig.4.17). La longueur L_1 est choisie de sorte que la cavité couplée soit résonante. Il s'agit ici de trouver les relations entre E_{+1} et les amplitudes E_{+3} et E_{+Tr} . Précédemment, nous avons déterminé la relation qui relie E_{+3} à E_{+1} (éq.4.31) pour une tranchée introduisant des pertes optiques. Cette tranchée de longueur d est caractérisée par un facteur transmission $\tilde{t}_0(d)$ et de réflexion $\tilde{r}_0(d)$. L'amplitude E_{+3} dans la sous-cavité de longueur L_3 s'écrit alors :

$$E_{+3} = \frac{\tilde{t}_0(d)}{1 + \tilde{r}_0(d)e^{2inkL_3}} E_{+1} \quad (4.60)$$

Les facteurs $\tilde{t}_0(d)$ et $\tilde{r}_0(d)$ sont deux quantités complexes que l'on peut écrire en fonction des coefficients de Fresnel de transmission et de réflexion aux interfaces guide-tranchée :

$$\tilde{t}_0(d) = \frac{t_{n1}t_{1n}e^{ikd}}{1 + r_{n1}r_{n1}e^{2ikd}} \quad (4.61)$$

$$\tilde{r}_0(d) = \frac{r_{n1} + r_{1n}e^{2ikd}}{1 + r_{n1}r_{n1}e^{2ikd}} \quad (4.62)$$

où t_{ij} et r_{ij} (tel que $\{i, j\} = \{n, 1\}$ et i) sont les coefficients de Fresnel entre un milieu d'indice i et un milieu d'indice j . On considère toujours que les parois sont sans pertes ($t_{ij}t_{ji} + r_{ij}r_{ji} = 1$).

Lorsque la tranchée est résonante, c'est à dire que sa longueur d est un multiple entier de $\lambda/2$ nous obtenons alors $|\tilde{t}_0(d)| = 1$ et $|\tilde{r}_0(d)| = 0$. Dans ce cas, les amplitudes E_{+3} et E_{+1} sont égales quelle que soit la longueur L_3 . Par contre, dans le cas où la longueur de la tranchée d est un multiple entier impair de $\lambda/4$, l'amplitude $|E_{+3}|$ évolue entre un maximum et un minimum avec L_3 comme le montre la courbe de la figure 4.22. Les maxima sont atteints quand L_3 est un multiple impair de $\lambda/4n$ et nous avons $|E_{+3}| = n|E_{+1}|$. Enfin, quand L_3 est un multiple entier de $\lambda/2n$, l'amplitude E_{+3} est telle que $|E_{+3}| = |E_{+1}|/n$.

Par ailleurs, en résolvant les équations de continuité du champ aux interfaces guide-tranchée, on en déduit l'amplitude $|E_{+Tr}|$ qui peut s'écrire en fonction de l'amplitude $|E_{+1}|$ pour les cas particuliers de longueurs d et L_3 :

$$|E_{+Tr}| = |E_{+1}| \times \begin{cases} 1 & d = p\frac{\lambda}{2} \text{ et } L_3 = m\frac{\lambda}{4n} \text{ ou } d = p\frac{\lambda}{4} \text{ et } L_3 = m\frac{\lambda}{2n} \\ n & d = p\frac{\lambda}{4} \text{ et } L_3 = m\frac{\lambda}{4n} \text{ ou } d = p\frac{\lambda}{2} \text{ et } L_3 = m\frac{\lambda}{2n} \end{cases} \quad (4.63)$$

Ces relations simples sont utiles pour ré-écrire la fréquence de couplage g en fonction des longueurs des guides. Ainsi, pour une longueur de tranchée $d = p\lambda/2$, le couplage g

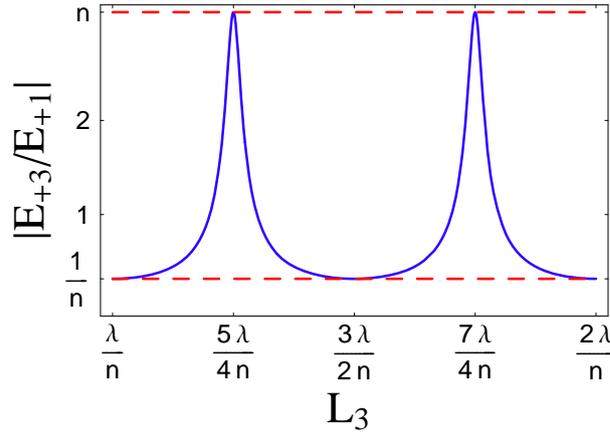


FIGURE 4.22 – Evolution du rapport d'amplitude du champ dans le guide de longueur L_3 et du champ dans le guide de longueur L_1 . L'amplitude évolue avec L_3 entre deux extrema qui ont pour valeur exactement n et $1/n$.

s'écrit :

$$g_{\lambda/2}(L_3) = g_{FP} \times \begin{cases} 1 & L_3 = m \frac{\lambda}{2n} \\ \frac{1}{n} & L_3 = m \frac{\lambda}{4n} \end{cases} \quad (4.64)$$

avec $g_{FP} = \sqrt{\frac{6\pi\Gamma c}{k^2 \mathcal{A}(L_1 + L_3)}}$ la constante de couplage entre un atome et le champ d'une cavité Fabry-Pérot "traditionnelle" où les deux miroirs sont séparés de $L_1 + L_3$. Pour $L_3 = m \frac{\lambda}{2n}$, la cavité couplée est similaire, au sens du couplage atome-champ, à une cavité Fabry-Pérot de même longueur. Par contre, pour L_3 un quart de longueur d'onde plus grand, on obtient un couplage de $g = g_{FP}/n$.

Lorsque la longueur de la tranchée est telle que $d = p\lambda/4$, le couplage g devient :

$$g_{\lambda/4}(L_3) = \sqrt{\frac{6\pi\Gamma c}{k^2 \mathcal{A}}} \times \begin{cases} \frac{1}{\sqrt{L_1 + n^2 L_3}} & L_3 = m \frac{\lambda}{4n} \\ \frac{1}{\sqrt{n^2 L_1 + L_3}} & L_3 = m \frac{\lambda}{2n} \end{cases} \quad (4.65)$$

Si on considère que les longueurs des sous-cavités sont du même ordre $L_1 \approx L_3$ à $\lambda/4n$ près, les couplages sont du même ordre $g_{\lambda/4}(L_3 = m \frac{\lambda}{4n}) \approx g_{\lambda/4}(L_3 = m \frac{\lambda}{2n})$.

De manière générale, le meilleur couplage est obtenu lorsque la cavité se comporte comme une cavité Fabry-Pérot traditionnelle. Intuitivement, pour obtenir un couplage optimal, il faut que l'amplitude du champ dans la tranchée soit relativement plus grand que dans les parties guides. En effet, il faut que les atomes se couplent au maximum de champ possible, et que le volume modal soit le plus faible possible. Ce cas est atteint lorsque l'amplitude dans la tranchée est telle que $|E_{+Tr}| = n|E_1| = n|E_3|$ et que les longueurs des guides soient les plus petites possible. Pour illustrer le profil de l'onde stationnaire correspondant à chaque cas particulier de couplage, nous avons représenté sur la figure 4.23 le mode longitudinal $|\mathcal{E}(x=0, x=0, z)| = |\mathcal{E}_{0,0,z}(z)|$ dans la cavité couplée. Chaque profil correspond à une valeur de d et de L_3 en adaptant L_1 de sorte que la cavité "globale" soit résonante. Dans tous les cas présentés ici la longueur $L_1 + d + L_3$ de la cavité

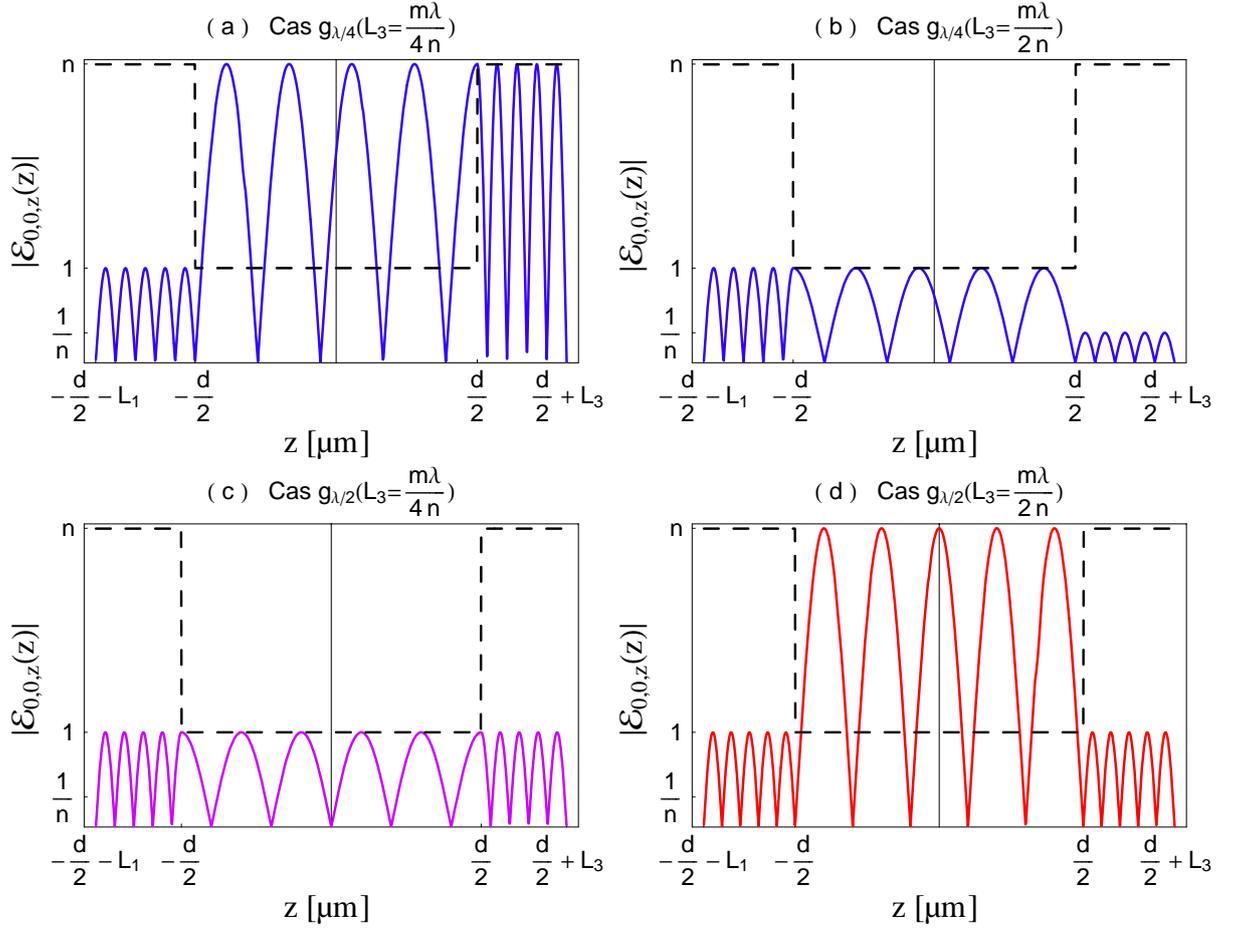


FIGURE 4.23 – Profils du champ électrique $|\mathcal{E}(x=0, x=0, z)|$ dans l'axe de la cavité. Les tirets représentent la variation de l'indice dans la cavité de longueur totale $L_1 + d + L_3$. Les profils du champ présentés sur les courbes (a) et (b) sont similaires au sens du couplage atome-champ et représentent, en terme de couplage, un cas intermédiaire par rapport aux situations présentées sur les courbes (c) et (d). La courbe (c) est le cas le moins favorable pour un couplage atome-champ optimal. La courbe (d) montre la situation idéale pour le couplage, car l'amplitude du champ est maximale dans la tranchée et minimale dans les guides de sorte à diminuer le volume modal. Cette dernière situation est similaire au cas du couplage d'un atome placé dans une cavité Fabry-Pérot traditionnelle.

totale est sensiblement la même. Les profils (a) et (b) de la figure 4.23, sont équivalents au sens du couplage atome-champ, et correspondent au couplage de l'expression 4.65. Dans la situation présentée sur la courbe (c), l'amplitude du champ est la même partout et il en résulte un couplage g dont le rapport avec le couplage d'un atome avec le champ dans une cavité Fabry-Pérot de longueur $L_1 + L_3$ est égale à $g_{\lambda/2}(L_3)/g_{FP} = 1/n$. Il s'agit donc du couplage le moins favorable. Enfin, sur la courbe (d) le champ électrique est maximal uniquement dans la tranchée. Le couplage g associé est simplement le même qu'avec une cavité Fabry-Pérot de même longueur.

Après avoir considéré tous ces cas, on pourrait penser que si nous voulons détecter efficacement les atomes, il vaudrait mieux se placer dans la situation de la figure 4.23 (d). Ce choix est naturel puisque les atomes sont maximalelement couplés au champ dans la tranchée et que le volume modal est faible dans les guides (car l'amplitude du champ y est minimale). En réalité, nous verrons dans la partie qui va suivre, que ce n'est pas du

tout le cas, et nous allons expliquer cela.

4.4.6 Coopérativité

Le paramètre pertinent pour détecter un atome avec un maximum de rapport signal à bruit n'est pas le couplage g mais la coopérativité \mathcal{C} . Il faut en effet prendre en compte les pertes totales du système atome-champ (κ et Γ). Nous allons ici établir l'expression de coopérativité dans le cas de notre cavité couplée. Nous allons utiliser l'expression de la finesse \mathcal{F} (éq.4.42) que nous avons calculée avec notre modèle et l'expression du couplage g de l'équation 4.59.

calcul de la coopérativité

La figure de mérite \mathcal{C} du système atome-cavité ou coopérativité, compare le taux de couplage g avec le taux de dissipation de la cavité κ et le taux de décroissance vers les modes non-résonants Γ . Autrement dit, il traduit à quelle vitesse les photons sont perdus à partir du système atome-champ par rapport aux temps d'interactions entre l'atome et la cavité. Rappelons que l'inverse de la coopérativité \mathcal{C}^{-1} , appelé aussi dans la littérature nombre d'atomes critique, est le nombre d'atomes nécessaire pour perturber la cavité par transmission. Par définition la coopérativité s'écrit :

$$\mathcal{C} = \frac{g^2}{\kappa\Gamma} \quad (4.66)$$

avec κ le taux de pertes totales de la cavité. κ s'exprime en fonction de la finesse et de la longueur de la cavité :

$$\kappa = \frac{\pi c}{2n(L_1 + L_3)\mathcal{F}(d, L_3)} \quad (4.67)$$

La coopérativité pour un atome unique s'écrit en fonction des paramètres de la cavité :

$$\mathcal{C} = 2 \frac{\sigma_{Abs}}{\mathcal{A}} \frac{\mathcal{F}(d, L_3)}{\pi} \frac{(L_1 + L_3)}{4n} \frac{[|E_{+Tr}| + |E_{-Tr}|]^2}{|E_{+1}|^2 L_1 + |E_{+3}|^2 L_3} \quad (4.68)$$

où $\sigma_{Abs} = \frac{3\lambda^2}{2\pi}$ est la section efficace d'absorption à résonance et \mathcal{A} est la section du mode. Nous comprenons ici que la coopérativité résulte de la compétition entre le couplage g et la finesse \mathcal{F} , puisque tous deux dépendent du champ de la cavité. Ainsi, pour un volume modal fixé par les longueurs L_1 et L_3 , il existe une relation entre le maximum de couplage et le maximum de pertes. Nous allons expliciter ceci dans le paragraphe suivant.

4.4.7 Discussion

Coopérativité avec des guides parfaits

Nous avons calculé l'évolution de la coopérativité \mathcal{C} en fonction de la longueur d de la tranchée et de la longueur L_3 du guide. Nous avons considéré une cavité dont les guides sont sans pertes et de longueurs égales $L_3 \approx L_1$. Afin de comprendre l'évolution de la coopérativité, nous avons également calculé l'évolution du couplage g et de la finesse \mathcal{F} en fonction de d et L_3 . Les résultats sont reportés sur la figure 4.24. On constate à première vue que, dans l'ensemble des courbes, l'évolution de la coopérativité avec d et L_3 reproduit l'évolution de la finesse puisque $\mathcal{C} \propto \mathcal{F}$. Pour comprendre cela, nous allons d'abord fixer L_3 , puis nous imposerons la valeur de d .

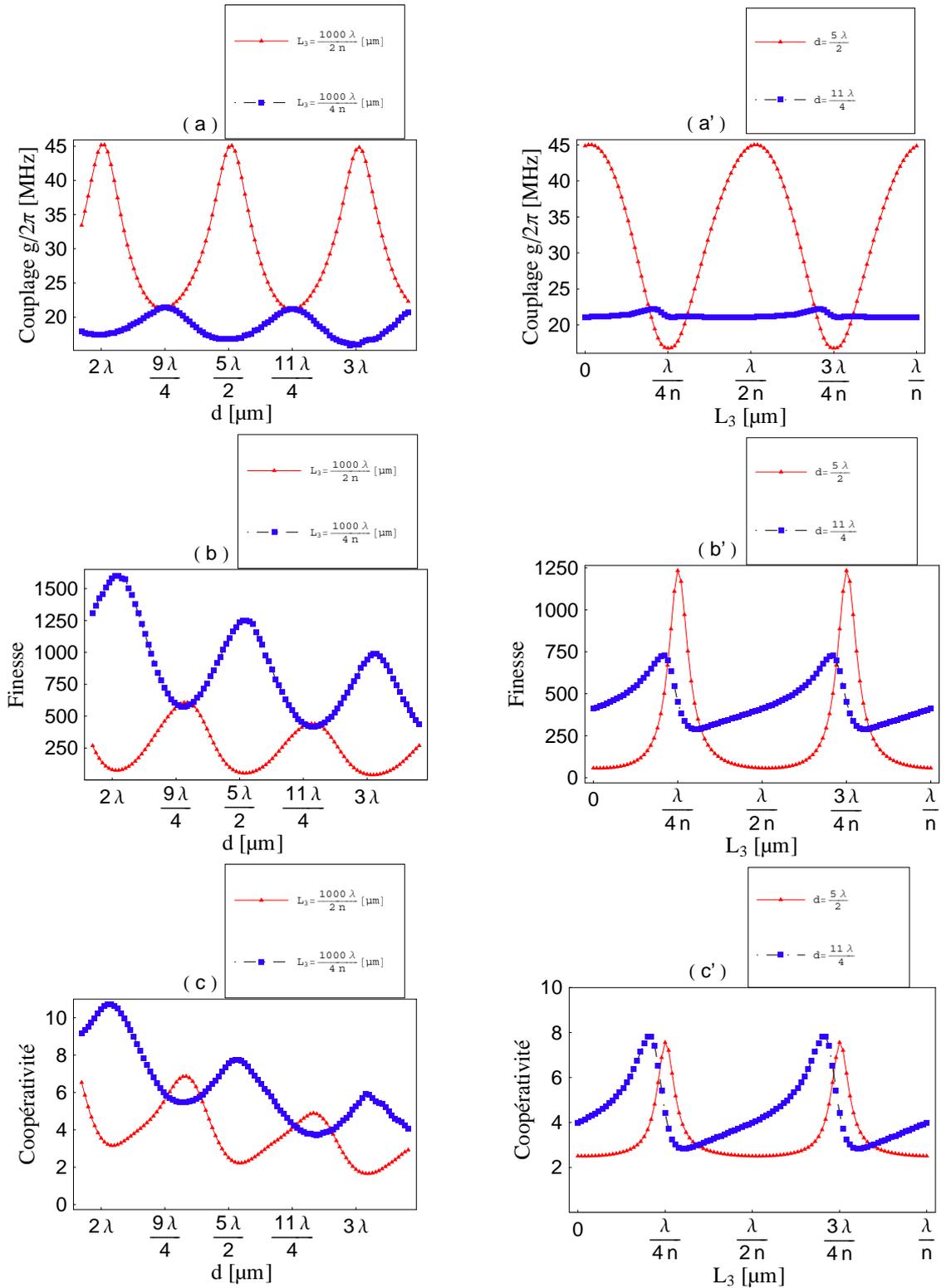


FIGURE 4.24 – Comparaison de la finesse et de la coopérativité associée en fonction de la longueur de la tranchée d et de la longueur du guide L_3 .

Pour L_3 donné (Fig.4.24(a,b,c)), la coopérativité présente une oscillation décroissante quand la longueur de la tranchée augmente. La décroissance est liée aux pertes qui augmentent avec d à cause de la divergence du mode dans la tranchée, et donc au fait que

la finesse diminue avec d . Les oscillations sont dues aux interférences constructives et destructives des champs contra-propageants E_{+Tr} et E_{-Tr} pour certaines valeurs de d . Lorsque les interférences sont constructives dans la tranchée, le champ est maximal dans cette tranchée, et par conséquent les pertes par diffraction sont amplifiées. Bien que dans cette situation le couplage g soit maximal 4.24(a), la coopérativité est plus faible que dans le cas où les interférences sont destructives.

Si on fixe d (Fig.4.24(a',b',c')), les pertes par diffraction sont fixes mais elles sont contrôlées par L_3 . En effet, suivant la longueur L_3 , les interférences des champs contra-propageants E_{+Tr} et E_{-Tr} dans la tranchée peuvent être soit constructives ou destructives. Et comme les pertes dépendent du champ dans la tranchée, elles peuvent être amplifiées suivant la valeur de L_3 . Dans le cas où $d = 5\lambda/2 = 1.95 \mu\text{m}$ et L_3 est un multiple entier impair de $\lambda/4$, les interférences sont destructives dans la tranchée et le couplage est minimal. Les pertes sont donc faibles et par conséquent la finesse est maximale. De ce fait, la coopérativité est aussi maximisée.

Curieusement, bien que les pertes par diffraction soient plus grandes dans la tranchée de longueur $d = 11\lambda/4 = 2.14 \mu\text{m}$ que dans la tranchée légèrement plus petite $d = 5\lambda/2 = 1.95 \mu\text{m}$, on trouve une valeur de L_3 qui maximise à la fois le couplage et la finesse. Cette longueur particulière n'est pas un multiple entier de $\lambda/4$. Nous avons cherché à représenter sur la figure 4.25 le profil du champ dans la cavité pour cette valeur de L_3 . Nous constatons sur ce profil que le champ dans la tranchée est légèrement plus grand que le champ présent dans les guides. Bien que nous sachions pourquoi nous obtenons une coopérativité un peu plus grande, nous ne savons pas pourquoi elle est obtenue pour une valeur de L_3 différente d'un multiple entier de $\lambda/4$. Néanmoins nous avons une hypothèse qui pourrait expliquer ceci et qui concerne la phase de Gouy accumulée dans la tranchée. Cette phase pourrait changer la condition de résonance dans certains cas.

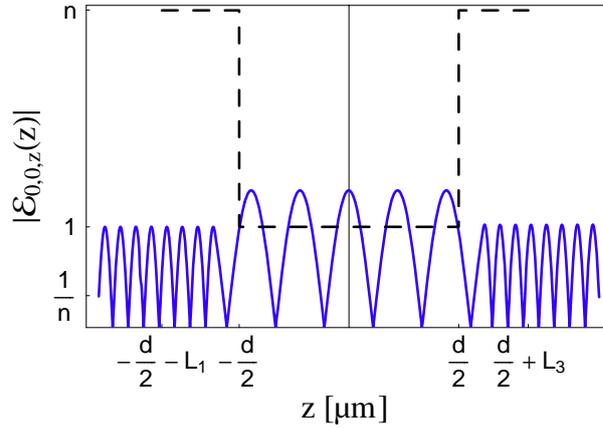


FIGURE 4.25 – Profil du champ lorsque $d = 11\lambda/4$ et L_3 légèrement inférieur à $\lambda/4n$.

Nous avons également calculé la coopérativité \mathcal{C} en fonction de d ($1.5 < d < 2.5$) et de L_3 ($1000 < nL_3/\lambda < 1001$). Ce calcul nous permet de déterminer toutes les valeurs de d et de L_3 qui maximisent la coopérativité. Nous avons reporté les résultats sur la figure 4.26. La coopérativité évolue périodiquement avec L_3 pour d fixé. Pour L_3 donnée, la figure de mérite est périodiquement décroissante avec la taille de la tranchée. Pour ces intervalles de longueurs, le maximum de la coopérativité est de l'ordre de $\mathcal{C} \approx 12$ autour

de $d \approx 1.7 \mu\text{m}$ et lorsque L_3 est multiple entier impair $\lambda/4n$. Nous constatons que nous obtenons une coopérativité maximale de $\mathcal{C} \approx 12$ pour une faible longueur de tranchée. Ici, le facteur limitant est le volume modal, car des longueurs de guides plus faibles devraient augmenter la coopérativité pour des pertes dues à la tranchée fixées. Le problème est qu'il est déjà difficile de manipuler des guides de la taille de l'ordre de $L_3 + L_1 \approx 500 \mu\text{m}$. Les plus petits guides que l'on puisse manipuler sont de l'ordre de $300 \mu\text{m}$.

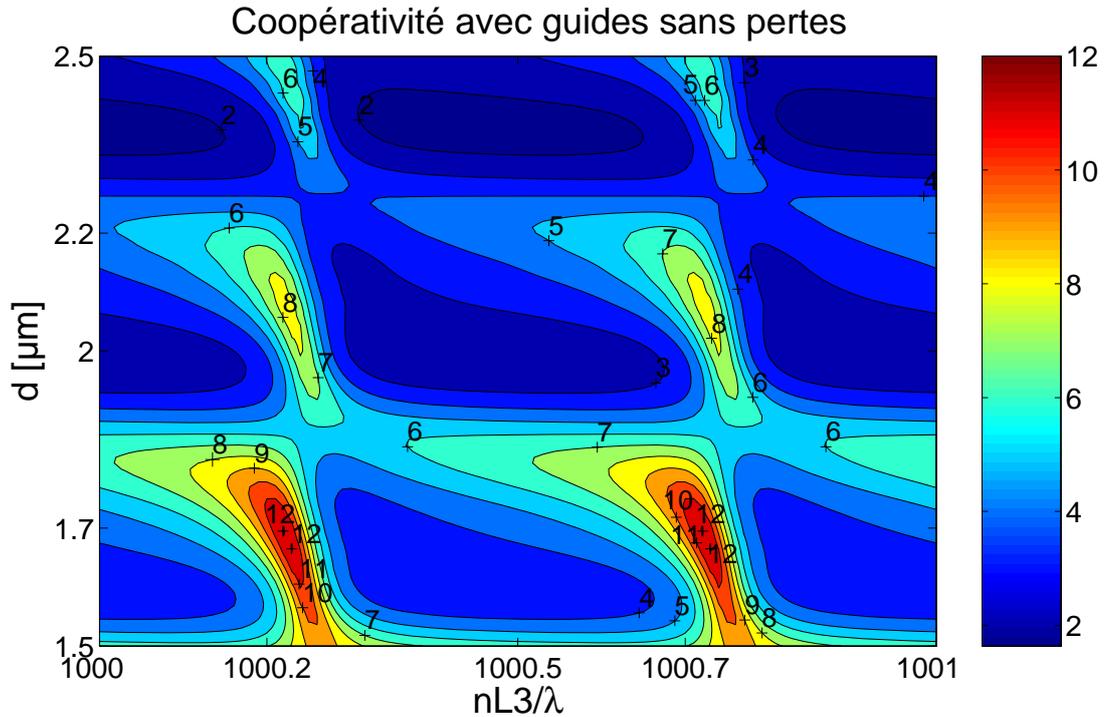


FIGURE 4.26 – Calcul de la coopérativité en fonction de la taille de la tranchée d et de la longueur du guide L_3 . La figure de mérite est calculée pour des guides sans pertes par propagation.

Coopérativité avec des guides à pertes intrinsèques

Par ailleurs, nous avons estimé la coopérativité lorsque nous tenons compte des pertes intrinsèques dans les guides. La caractérisation des guides optiques nous a permis d'estimer les pertes par propagations $\alpha_{intr} \approx 1.03 \text{ cm}^{-1}$ correspondant à une finesse intrinsèque de $\mathcal{F}_{intr} \approx 100$ (cf Chap. 5 page 128). Nous considérons une cavité de longueur totale de $300 \mu\text{m}$. Les résultats de la coopérativité en fonction de d et L_3 sont reportés sur la figure 4.27. Nous constatons ici que l'évolution \mathcal{C} ne suit plus l'évolution de la finesse (hormis la courbe rouge de la figure 4.27(b)), mais suit l'évolution du couplage g . La raison à cela vient du fait que la finesse est désormais limitée par les pertes intrinsèques, c'est à dire que la finesse ne peut jamais dépasser $\mathcal{F} = 100$. Pour comprendre cela, revenons un instant sur la courbe rouge de la figure 4.24(a'). Nous avons un facteur ~ 2.6 entre les maxima et les minima du couplage, tandis que la finesse avait un facteur 20 entre les maxima et minima. Avec les pertes intrinsèques, la finesse n'a plus qu'un facteur 1.5 entre les extrema. Le couplage g n'a pas changé puisqu'il ne dépend pas des pertes. Ainsi, le produit $\mathcal{C} \propto g^2 \mathcal{F}$ est essentiellement dominé par g^2 , ce qui explique alors que l'évolution de \mathcal{C} suit l'évolution du couplage.

On peut expliquer le cas où la coopérativité suit l'évolution de la finesse (la courbe rouge

de la figure 4.27(b)) de la même façon que précédemment.

On peut se poser la question de comment optimiser la coopérativité lorsque les guides présentent des pertes intrinsèques α_{intr} . Vu que la finesse est limitée par ces pertes intrinsèques, on peut alors optimiser le couplage par le volume modal. Pour cela, la longueur des guides doit être la plus petite possible. Nous avons également calculé la coopérativité en fonction de d et de L_3 (Fig.4.28). La plus grande coopérativité est de $\mathcal{C} \approx 1.6$ autour

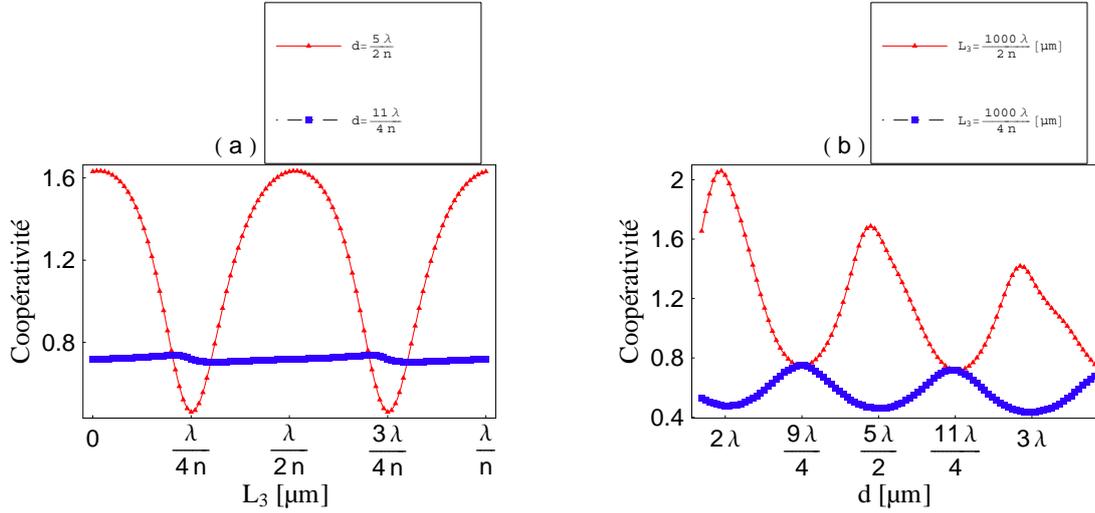


FIGURE 4.27 – *Coopérativité associée en fonction de la longueur de la tranchée d et de la longueur du guide L_3 présentant des pertes intrinsèques de l'ordre de $\alpha_{int} \approx 1.03 \text{ cm}^{-1}$.*

de $d \approx 2 \mu\text{m}$. Il est clair que pour des longueurs d plus petites, nous obtiendrons des coopérativités un peu plus grandes. Le problème est que nous nous sommes restreints à des longueurs $d \approx 2 \mu\text{m}$ pour limiter les forces de Casimir.

Les calculs que nous avons réalisés ici nous montrent qu'il est possible de détecter des atomes uniques dans certaines conditions. Nous avons vu que pour des longueurs $d \approx 2 \mu\text{m}$ nous pourrions obtenir des coopérativités de l'ordre de $\mathcal{C} \sim 1.6$ et ceci malgré une faible finesse.

Il est clair ici que la coopérativité que nous obtenons est très faible devant la valeur atteinte avec la cavité Fabry-Pérot de la référence [27] (cette cavité est de plus petite taille que la notre), qui est de l'ordre de $\mathcal{C} \approx 145$. Mais, nous obtenons une coopérativité du même ordre que celle obtenue dans la cavité Fabry-Pérot de la référence [32] qui a permis de détecter des atomes uniques avec une coopérativité de l'ordre de $\mathcal{C} \approx 1.43$.

4.5 Conclusion et perspectives

4.5.1 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons étudié la cavité basée sur un guide d'onde. Cette partie du manuscrit est vouée à l'estimation de la coopérativité. Ce paramètre clé pour la détection dépend des pertes totales et du champ électrique intra-cavité. Nous avons étudié leurs évolutions avec la longueur de la tranchée et du guide. Dans un premier temps, nous avons mentionné les contraintes auxquelles est soumise la tranchée. Celle-ci doit être suffisamment grande pour diminuer les forces de Casimir Polder. Cette force induit un potentiel qui tend à limiter la profondeur d'un éventuel piège magnétique dans la tranchée.

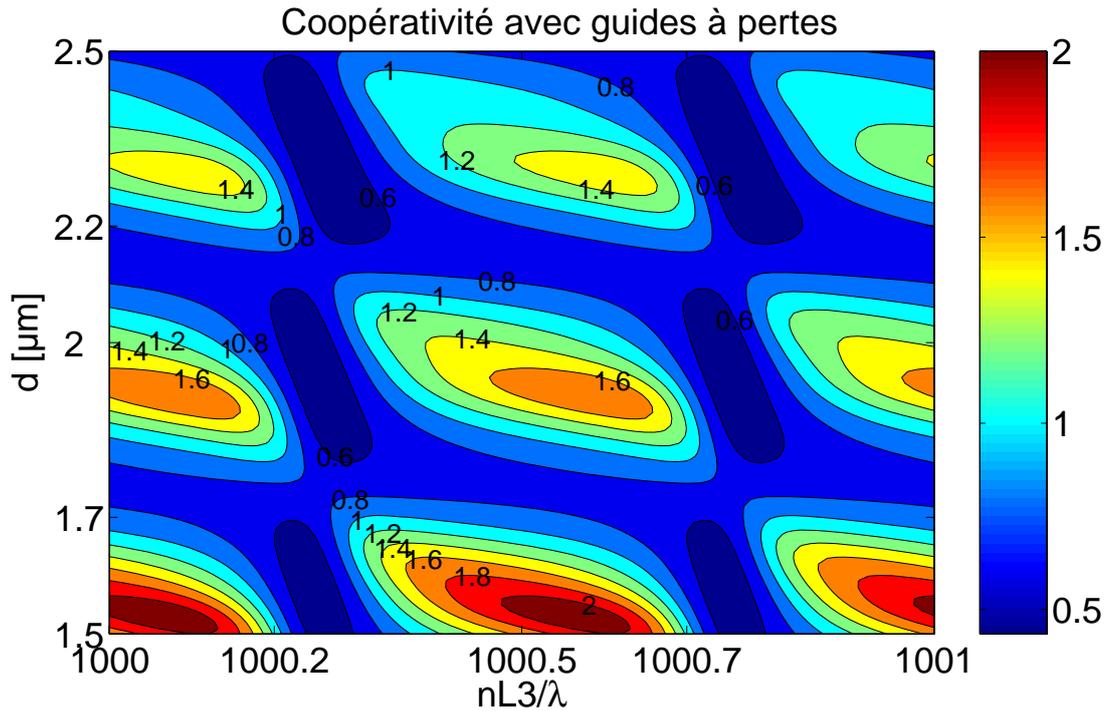


FIGURE 4.28 – Calcul de la coopérativité en fonction de la taille de la tranchée d et de la longueur du guide L_3 . La figure de mérite est calculée pour des guides avec des pertes intrinsèques correspondant à une finesse $\mathcal{F}_{int} \approx 100$.

Nous avons pu donner une estimation de la profondeur attendue pour un confinement expérimentalement accessible. D'autre part, la tranchée doit être relativement étroite pour limiter les pertes optiques dues à la divergence naturelle du mode en sortie de guide. Pour estimer ces pertes optiques, il nous a fallu tenir compte du mode propre réel supporté par le guide et faire des simulations. Par la suite, pour confirmer notre compréhension de l'évolution des pertes, nous avons développé un modèle qui correspond bien à la prédiction des simulations.

Nous avons cherché à déterminer l'évolution de la finesse en fonction des différents paramètres de la cavité, à savoir la taille de la tranchée et la longueur du guide. La connaissance du champ intra-cavité et des pertes totales nous a permis d'estimer l'évolution de la coopérativité en fonction de ces paramètres. Bien que la finesse soit relativement faible par rapport à celles que l'on trouve dans la littérature, nous avons montré qu'il est possible, avec cette cavité, de détecter des atomes uniques. Nous avons vu que nous sommes essentiellement limités par la longueur de la cavité, ce qui donne un volume modal important comparée à une cavité Fabry-Pérot simple. L'idée de réduire la longueur des guides n'est pas vraiment envisageable, car les guides sont difficilement manipulables en deçà de $300 \mu\text{m}$ de long. En revanche on peut se poser la question de la possibilité de placer des miroirs aux interfaces de la tranchée, de sorte à réduire le volume modal. Le dépôt de couches de diélectriques serait difficilement envisageable vue l'étroitesse de la tranchée. Néanmoins, on peut étudier la possibilité de fabriquer des miroirs créés par des trous d'air dans le guide comme dans la cavité à cristal photonique présentée dans la référence [115].

4.5.2 Perspectives

Dans notre cavité, les facteurs limitants sont les pertes optiques par propagation (pertes dans les guides), la divergence du mode dans la tranchée, et l'effet cavité de

la tranchée (du au contraste d'indice) qui amplifie les pertes dues à la divergence du mode. Ces aspects sont donc définis par le guide, et il est raisonnable de penser que l'on peut optimiser la géométrie. On peut probablement, en se restreignant au même matériau, optimiser le confinement modal en variant les tailles caractéristiques de la couche guidante. On peut notamment élargir le ruban supérieur du guide pour diminuer le confinement. Nous disposons à présent de tous les outils numériques et de modélisation pour une étude encore plus approfondie sur l'évolution de la coopérativité en variant la géométrie d'un guide. Il serait intéressant d'étudier la faisabilité de fabriquer des miroirs de fortes réflectivités au niveau des interfaces de la tranchée.

Chapitre 5

Micro-fabrication de l'opto-puce

Sommaire

5.1	Techniques de fabrication	116
5.1.1	Epitaxie par jets moléculaires	116
5.1.2	Photolithographie	116
5.1.3	Gravure ionique réactive	116
5.1.4	Faisceau d'ions focalisés	117
5.2	Fabrication de la puce atomique	117
5.2.1	Description de la puce atomique	117
5.2.2	Fabrication de la puce atomique : première version	120
5.2.3	Fabrication de la puce atomique : deuxième version	122
5.2.4	Performances maximales de la puce	122
5.3	Fabrication de la cavité	123
5.3.1	Fabrication de guides optiques en $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ monomodes à $\lambda = 780 \text{ nm}$	123
5.3.2	Fabrication des miroirs diélectriques de fortes réflectivités	126
5.3.3	Mesure des pertes intrinsèques des guides monomodes	128
5.4	Fabrication de la tranchée	132
5.4.1	Fabrication des guides de seconde génération avec tranchée	132
5.4.2	Fabrication des micro-fils sur le substrat en GaAs pour le piégeage local	138
5.5	Conclusion	139

Dans ce chapitre nous présentons le travail que nous avons réalisé sur la fabrication de la première puce hybride : l'opto-puce. Cette puce permettra d'une part de confiner et de manipuler un nuage froid avec des potentiels magnétiques et d'autre part de détecter la présence d'atomes grâce à une cavité basée sur un guide d'onde optique. Cette cavité est formée d'un guide en semi-conducteur avec deux miroirs aux extrémités et d'une tranchée où les atomes transiteront ou seront localement piégés pour interagir avec le champ lumineux. La puce opto-atomique est un véritable laboratoire d'optique atomique miniature qui permettra de faire interagir les atomes avec les photons. L'intensité des photons transmis par la cavité, puis détectés, nous indiquera la présence d'atomes dans la cavité. Parallèlement au développement de la cavité, nous avons pour objectif préliminaire d'exciter les atomes à l'aide d'un guide d'onde optique simple. Les photons émis spontanément seront détectés par un système de collection et de détection de photons.

Ce chapitre est scindé en deux parties. La première est consacrée à la présentation de la puce atomique dans son ensemble et à sa fabrication. La seconde partie traitera de la fabrication des guides d'ondes optiques à 780 nm, puis de leur caractérisation. Nous présenterons les résultats obtenus et nous discuterons des difficultés rencontrées lors de la fabrication de la tranchée. L'autre originalité du projet est le développement d'un piège local créé par des fils micro-fabriqués sur le même substrat en GaAs que les guides. Enfin, nous évoquerons l'étape préliminaire qui consiste à détecter les atomes en les excitant à l'aide d'un simple guide et qui permettra de valider le montage expérimental global. Ce projet est le fruit de la collaboration avec le Laboratoire de Photonique et de Nanostructures (LPN) de Marcoussis. Nous avons collaboré avec Dominique Mailly pour la fabrication de la puce et avec l'équipe de Abderrahim Ramdane pour la réalisation des guides d'ondes optiques.

5.1 Techniques de fabrication

La micro-fabrication nécessite des méthodes spécifiques pour construire, façonner et usiner des objets microscopiques. L'occasion se présente ici pour aborder brièvement les techniques que nous avons utilisées à la salle blanche du LPN.

5.1.1 Epitaxie par jets moléculaires

La fabrication des nanostructures requiert des techniques précises pour créer des matériaux par couches atomiques, reproduire des motifs complexes, et façonner la structure en gravant la matière. L'épitaxie par jets moléculaires (ou Molecular Beam Epitaxy, MBE) permet de déposer des couches atomiques à l'aide d'un ou plusieurs faisceaux d'atomes ou molécules vers un substrat. L'arrangement moléculaire du film déposé dépendra notamment de celui de la couche sur laquelle on effectue la croissance, qui dépend de la précédente etc. La croissance par épitaxie par MBE permet ainsi l'obtention d'échantillons nanostructurés uniformes sur quelques cm^2 avec une vitesse de croissance de l'ordre d'une couche atomique par seconde.

5.1.2 Photolithographie

Pour réaliser des structures avec des formes bien définies, il faut pouvoir "dessiner" des motifs sur les couches épitaxiées. La photolithographie permet de reproduire une image sur un substrat recouvert d'une couche de matériau, la résine photosensible. Cette couche subit une transformation chimique sous l'effet d'un rayonnement ultra-violet. La zone irradiée va voir sa solubilité augmenter ou diminuer suivant le type de résine (positive ou négative). La partie du substrat mise à nu pourra subir des traitements divers : gravure, dépôt, implantations d'ions, et la résine protégera le reste.

5.1.3 Gravure ionique réactive

Pour structurer l'ensemble des couches avec le motif désiré, on utilise un procédé de gravure ionique réactive (ou Reactive Ion Etching, RIE). Le principe physique de la RIE s'appuie sur le bombardement de la surface à graver par un plasma réactif. Le plasma est un gaz d'espèces chimiques ionisées fluorées ou chlorées. Le principe consiste, suivant les conditions de pression dans l'enceinte, la composition du gaz, la puissance de la décharge RF pour l'ionisation du gaz et le flux du gaz, à combiner un effet physique résultant des

collisions des ions accélérés avec la surface (matière arrachée) et un effet chimique résultant de l'interaction des éléments chimiques avec les atomes de la surface (désorption). La RIE est une technique intéressante puisqu'elle permet ainsi d'obtenir des gravures anisotropes.

5.1.4 Faisceau d'ions focalisés

Le principe de fonctionnement du faisceau d'ions focalisés (Focus Ion Beam, FIB) est similaire au microscope électronique à balayage, mais à la différence que le FIB est un faisceau d'ions de gallium qui est destructif sur le matériau. Un champ électrique ionise les atomes de gallium. Les ions extraits sont accélérés puis focalisés à l'aide de lentilles électrostatiques sur l'échantillon à usiner. Les atomes de gallium bombardent donc l'échantillon en pulvérisant les atomes de surface. Le FIB permet d'usiner et de façonner l'échantillon avec une résolution micrométrique ou nanométrique.

5.2 Fabrication de la puce atomique

Dans le premier chapitre nous avons introduit le principe de base du piégeage d'atomes neutres avec un conducteur de courant. Nous avons vu comment il était possible, à partir d'un simple fil, de confiner des atomes dans une direction de l'espace réalisant ainsi un guide atomique. Nous avons évoqué les différentes configurations de structures permettant d'obtenir un confinement dans toutes les directions de l'espace : les fils en forme de "U" et en forme de "Z". Il s'agit dans cette section de présenter la réalisation de telles microstructures (voir le dessin de la puce Fig.5.1). Les fils utilisés pour le piégeage et la manipulation d'atomes sont micro fabriqués sur un substrat en silicium : la puce atomique. La particularité de la puce que nous voulons réaliser est qu'elle doit accueillir un substrat en GaAs, d'une épaisseur de l'ordre de $100\ \mu\text{m}$ d'épaisseur, sur lequel est micro fabriquée une cavité optique.

Idéalement, la fabrication de fils sur le substrat de GaAs serait très intéressante du point de vue du piégeage local d'atomes dans la tranchée de la cavité. Au début du projet nous n'avions aucune idée sur la faisabilité d'intégrer des fils d'or sur le substrat semi-conducteur. Il fallait donc pouvoir piéger les atomes à un peu plus de $100\ \mu\text{m}$ au dessus de la puce et avec un confinement assez fort pour compenser les forces de Casimir-Polder dans la tranchée. Cela impliquait la conception d'une puce ayant des fils épais pour supporter une forte densité de courant, et pour avoir de faibles résistances pour ne pas être limité en tension par les alimentations dont nous disposons au laboratoire.

Pour réaliser la première version de la puce, nous avons développé un procédé qui repose sur une lithographie qui utilise la résine SU8. Entre temps, nous avons réussi à déposer des fils d'or sur le substrat de GaAs. Alors, nous n'avions plus besoin de fils épais ce qui nous a poussés à nous orienter vers un autre procédé de micro-fabrication de la puce basé sur une lithographie utilisant la résine AZ NLOF 2070.

5.2.1 Description de la puce atomique

La puce doit avoir un certain nombre de fonctionnalités comme assurer le chargement d'atomes à partir d'un piège magnéto-optique externe, leur transport au dessus de la puce et leur manipulation au niveau de la cavité optique. On peut subdiviser la puce en trois zones (Fig.5.1) : la zone de chargement, la zone de transport et la zone de détection.

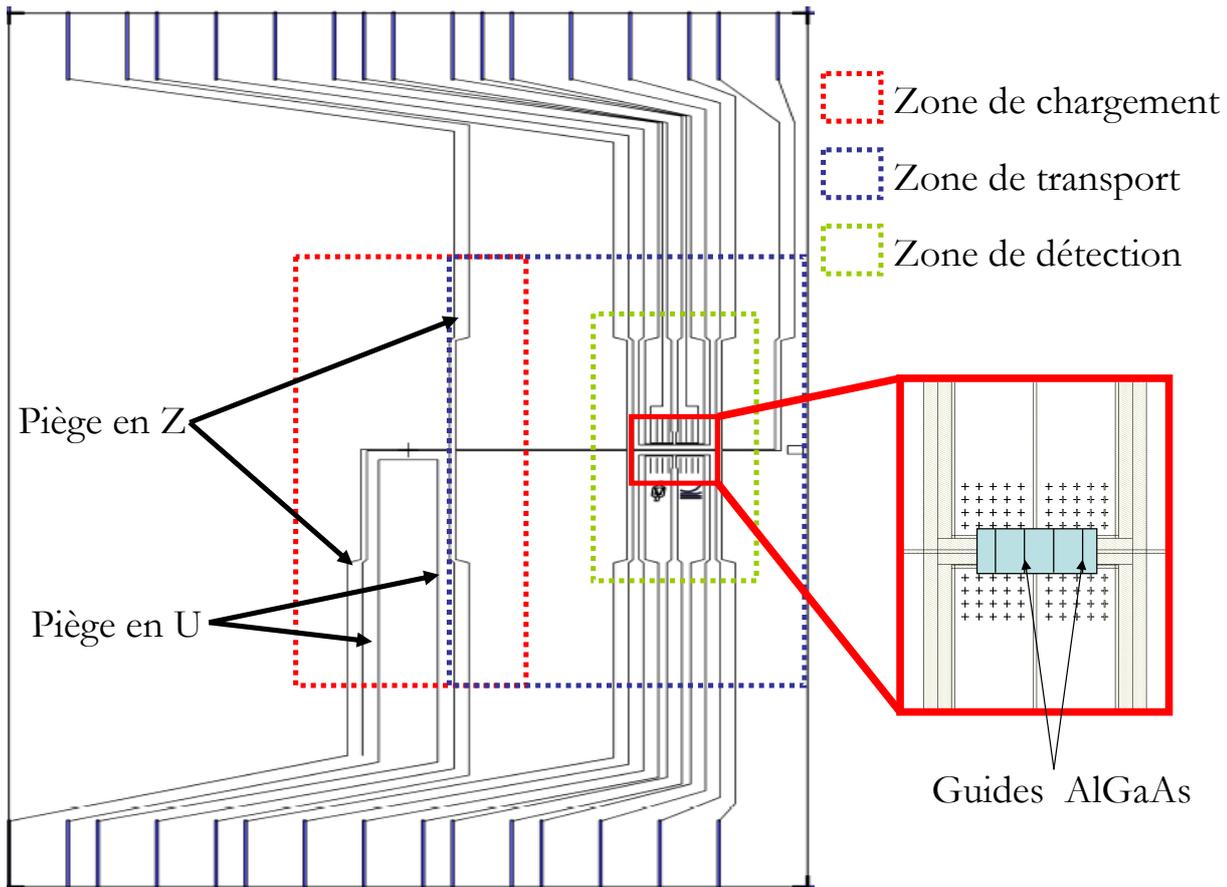


FIGURE 5.1 – Schéma général de la puce atomique dans lequel sont représentés les motifs des fils réalisant les différents types de piège. La zone de chargement d'atomes est définie par les deux configurations de piège : le piège en U et le piège en Z. Le piège en U permet de créer un champ quadrupolaire pour un piège magnéto-optique de surface. Le piège en Z permet de créer un piège magnétique avec un minimum non nul. La zone de transport est définie par le fil central parcourant la puce dans sa largeur et par les fils perpendiculaires à ce fil central. Ces différents fils déplaceront de proche en proche les atomes le long de la puce depuis la zone de chargement jusque dans la zone de détection. La zone de détection est formée d'un réseau de fils assurant le piégeage et la manoeuvre des atomes au niveau de la cavité ou d'un guide d'onde. Le substrat (de 100 μm d'épaisseur) contenant la cavité est collé au centre de cette zone de détection.

La zone de chargement : C'est la partie de la puce où les atomes sont chargés efficacement depuis un piège magnéto-optique externe (Fig.5.2(a)) vers le piège magnétique en Z. Ce transfert d'atomes passe par l'intermédiaire d'un piégeage magnéto-optique produit par la structure en U micro-fabriquée sur la puce (Fig.5.2(b)). Le cadres en pointillé rouges de la figure 5.1 montre la zone de chargement constituée des configurations en U et en Z. Les deux structures sont géométriquement superposées afin d'assurer un transfert efficace d'atomes du piège magnéto-optique en U vers le piège magnétique en Z (Fig.5.2(c)).

La zone de transport : Elle est simplement réalisée par un guide magnétique permettant de déplacer les atomes depuis la zone de chargement jusqu'à zone de détection (Fig.5.2(d)-(e)-(f)). Ce fil central, lorsqu'il est traversé par un courant, produit un champ qui, combiné à un champ homogène externe, crée un piège ayant un confinement uni-

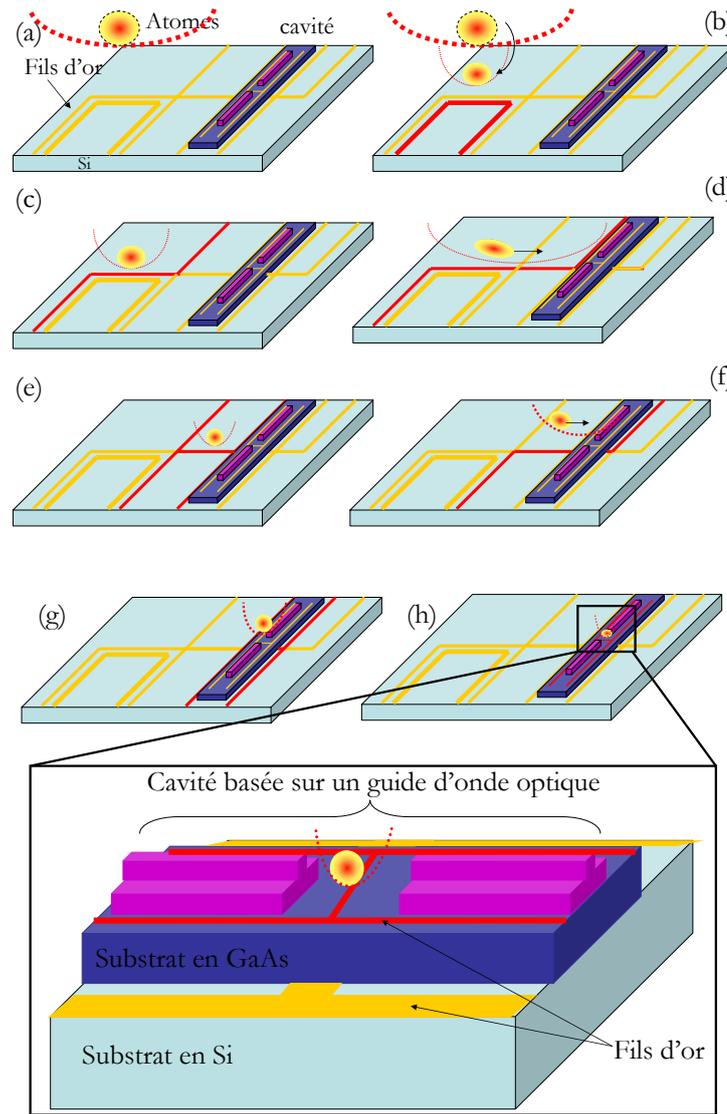


FIGURE 5.2 – Principe de manipulation d'atomes avec la puce atomique. La puce est chargée d'atomes à partir d'un P.M.O externe. Les atomes sont d'abord transférés dans le piège en configuration en U avant d'être chargés dans le piège en Z. Les atomes sont transportés le long de la puce grâce au guide d'onde formé par le fil au centre de la puce. Enfin, les atomes sont transférés dans le puits de potentiel créé par le fil fabriqué sur le substrat de GaAs. Les fils en rouge sont les fils actifs traversés par un courant.

quement transversal. Les fils disposés perpendiculairement à ce fil central assurent un confinement longitudinal. Ainsi, en jouant sur le courant dans chaque fil perpendiculaire au fil central, on peut créer des barrières de potentiel permettant de contrôler l'étendue du déplacement des atomes le long de la puce et de les pousser vers la zone de détection.

La zone de détection : Elle est constituée d'un réseau de fils d'or et de la cavité. Le réseau de fils assure le piégeage et la manipulation des atomes au niveau de la tranchée de la cavité (Fig.5.2(g)). La cavité est micro fabriquée sur un substrat en GaAs qui est collé au dessus de la puce. Des fils d'or sont aussi micro fabriqués sur le substrat de GaAs. Ils permettent le piégeage local des atomes au niveau de la tranchée (Fig.5.2(h)).

Notons qu'à la fin de la fabrication de la puce, beaucoup de fils sont inutilisés. Ils devaient servir à incliner le nuage lors de leur passage au voisinage de la tranchée, au cas où on n'aurait pas pu faire de micro-piège sur GaAs.

5.2.2 Fabrication de la puce atomique : première version

Pour fabriquer la puce, nous avons besoin d'un substrat sur lequel nous allons fabriquer des fils conducteurs. Les substrats qui peuvent être utilisés sont le nitrure d'aluminium AlN, le silicium Si, et le saphir dont les conductivités thermiques sont :

Matériau	Conductivité thermique à 293 K [W/Km]
AlN	170-180
Si	146
Saphir	35

Le saphir est un excellent isolant électrique, mais est moins bon conducteur thermique que le silicium et l'AlN. Un substrat en AlN présente l'avantage d'être à la fois un très bon conducteur thermique et un bon isolant électrique. Plusieurs groupes se tournent maintenant vers ces substrats d'AlN [116, 117, 118]. Le silicium est un bon conducteur thermique, peu onéreux et dont les techniques de micro fabrication sont bien connues mais la confection des fils sur le silicium requiert au préalable une oxydation du substrat pour l'isolation électrique. Les fils implémentés sur le substrat sont en or en raison de sa très bonne conductivité électrique. Notons que l'autre paramètre important est la conductivité thermique à l'interface entre l'or et le matériau, qui caractérise la dissipation de la chaleur du fil vers le substrat. Nous reportons les mesures de ces conductivités thermiques de l'or sur différents matériaux dans le tableau suivant :

Or/Matériau	Conductivité thermique Or/Matériau [$10^6 W/Km^2$]
Si avec 20 nm SiO ₂ [45]	6,5
Si avec 500 nm SiO ₂ [45]	2,6
Saphir [45]	3,5

La couche isolante en SiO₂ est un mauvais conducteur thermique, ce qui va réduire la dissipation de la chaleur vers le substrat. Dans notre cas, nos expériences ne nécessitent pas pour le moment d'exigence thermique, nous choisissons de travailler avec le silicium couramment utilisé au LPN.

Préparation du substrat et lithographie SU8

Nous fabriquons nos puces à partir d'un substrat en silicium de 300 μm d'épaisseur. La couche de SiO₂ est produite en oxydant le silicium à 220° au four sous flux d'oxygène. La fabrication des puces requiert en premier lieu un masque qui va imprimer le motif des structures que nous désirons réaliser. Sur le substrat de silicium est déposée 13 μm de résine SU8 qui est une résine photosensible négative. Après l'insolation à la lumière UV et la révélation, le motif du réseau de fils se dessine. La réalisation est poursuivie par un dépôt par évaporation d'une couche d'accroche en titane de 10 nm, puis de 100 nm d'or.

Croissance électrolytique

Le substrat étant préparé, la fabrication continue par l'étape de croissance électrolytique qui permet de réaliser un second dépôt d'or. La puce est introduite dans un bain

contenant une solution de cyanure d'or. Un courant de quelques mA circule entre deux électrodes. La cathode est la couche d'or que l'on vient de déposer sur le substrat. Les ions de Au^{3+} sont réduits sur la cathode et on fait croître ainsi environ $10 \mu\text{m}$ d'or sur la puce.

Notons que la résine SU8 ne s'enlève pas à la fin du procédé. La puce (Fig.5.3) est prête à recevoir le miroir en or.

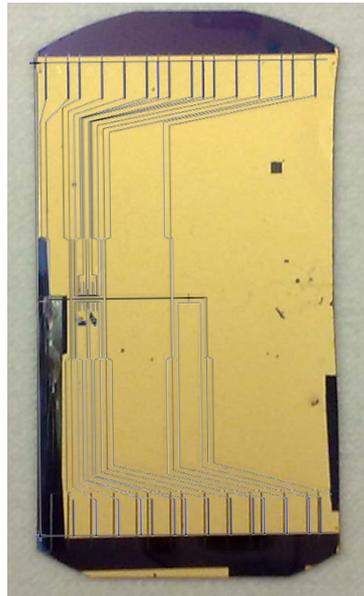


FIGURE 5.3 – La puce atomique après la croissance électrolytique (le dessin des fils est rajouté en surimpression). La puce est prête à recevoir le miroir en or pour le piège magnéto-optique. La puce a pour dimension $40 \times 28 \text{ mm}$.

Le miroir

La puce doit permettre de faire un piège magnéto-optique de surface. Il est donc nécessaire que la surface de la puce soit réfléchissante. Il faut donc fabriquer un miroir en or au dessus des fils. Ce miroir va être utilisé pour faire l'image des atomes, et sa planarité est importante pour avoir des images de bonne qualité. Nous allons donc déposer par dessus les fils une résine de benzocyclobutène BCB pour planariser la surface de la puce. Cette résine est chauffée à 250° sous flux d'azote pour qu'elle polymérise. Par dessus le BCB, on fait un dépôt d'or pour réaliser le miroir. Le problème avec le BCB est que nous observons des bosses par dessus les fils. Nous avons donc décidé de coller directement sur la puce un miroir basé sur un substrat de silicium de $100 \mu\text{m}$ d'épaisseur sur lequel on dépose 100 nm d'or par évaporation. La fabrication de ces premières puces reste difficile, nous observons le décollement de la résine SU8 et quelques courts circuits. Pendant la conception de cette première version de la puce, nous avons réussi à implémenter des fils directement sur le GaAs. Par conséquent, nous n'avons plus la contrainte de piéger les atomes avec un fort confinement au niveau des guides d'ondes, et donc d'utiliser des courants importants dans les fils de la puce. Ainsi, nous nous sommes lancés dans la fabrication plus simple de puces de seconde génération.

5.2.3 Fabrication de la puce atomique : deuxième version

Préparation du substrat et lithographie AZ 2070

Sur un substrat de silicium oxydé, nous procédons à une lithographie avec la résine AZ2070. La différence avec la résine SU8 est que la résine AZ 2070 peut s'enlever à la fin par lift off. Par la suite, on fait un dépôt fin de $3 \mu\text{m}$ d'or par évaporation. Pour faire apparaître les contours des fils, nous faisons un lift off pour retirer la résine et l'or qui est par dessus, aux endroits qui ont subi l'insolation.

La puce atomique

Comme pour la version précédente, le miroir en or est simplement collé avec la colle *Epotek 353 ND*. Le miroir recouvre quasiment toute la puce sauf la zone de détection. Le miroir doit couvrir au maximum la puce afin d'avoir un volume de capture maximum pour le piège magnéto-optique externe.

5.2.4 Performances maximales de la puce

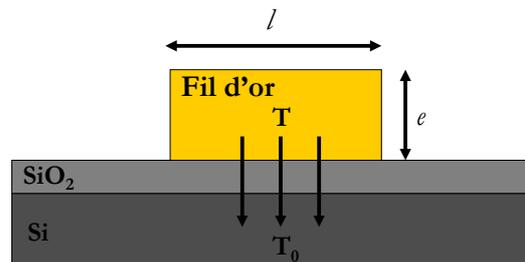


FIGURE 5.4 – Schéma d'un fil microfabriqué sur un substrat en silicium. Le fil d'or est isolé du substrat avec une couche de SiO_2 .

Courant maximal dans un fil microstructuré

Les plus petits fils fabriqués sur la puce ont largeur de $l = 50 \mu\text{m}$ et une épaisseur de $e = 3 \mu\text{m}$. La taille finie des fils nous impose un courant maximum dans les fils et un confinement maximum que l'on pourra atteindre.

Quand un courant traverse le conducteur, il en résulte une élévation de température dans le fil et la chaleur tend à se dissiper vers le substrat. La résistivité du fil augmente avec la température du fil. Un effet d'emballement thermique conduit à la détérioration du fil lorsque celui-ci est traversé par un courant trop important. Nous pouvons estimer le courant limite dans le fil en supposant que toute la chaleur est évacuée par la surface de contact (hypothèse réaliste puisque dans le vide le fil échange sa chaleur essentiellement avec le substrat, voir la figure 5.4) par la relation suivante [119] :

$$I_{max} = \sqrt{\frac{\kappa e l^2}{\alpha \rho_0}} \quad (5.1)$$

où $\rho_0 = 2.2 \cdot 10^{-8} \Omega \cdot \text{m}^{-1}$ est la résistivité de l'or, et $\alpha = 3.8 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$ est le coefficient de variation de la résistivité ohmique de l'or tel que $\rho = \rho_0(1 + \alpha(T - T_0))$. κ est la conductivité thermique de l'or vers le substrat de silicium en passant par la couche d'isolant de SiO_2 (Pour une couche de 500 nm de SiO_2 , la conductivité mesurée est de l'ordre de $\kappa = 2.6 \cdot 10^6 \text{ W} \cdot \text{K}^{-1} \cdot \text{m}^2$ [45]). Dans notre cas, l'épaisseur de la couche de isolante en SiO_2 est de l'ordre de 240 nm. Nous utilisons la valeur de la référence [45] pour nous donner une idée du courant maximum. Typiquement, on trouve $I_{max} = 15 \text{ A}$. Cette valeur fixe donc la valeur maximum de courant ; en pratique nous travaillerons avec des courants bien plus bas.

Gradient maximal

On peut à partir du courant maximum déduire quel sera le gradient maximum. Pour un piège magnétique situé à une hauteur h de l'ordre de la largeur du fil $h = l$, le gradient maximum atteint est :

$$B'_{max} = \frac{\mu_0}{\pi} \sqrt{\frac{\kappa e}{\alpha \rho_0}} \frac{1}{l} \quad (5.2)$$

5.3 Fabrication de la cavité

Dans cette section nous verrons comment nous avons fabriqué des guides. Nous en avons fait deux générations :

1. La première génération est un échantillon de guides simples sans tranchée qui nous ont permis de mesurer les pertes optiques.
2. La seconde génération, cette fois-ci avec tranchée, est fabriquée dans le but de faire interagir les atomes avec la lumière.

5.3.1 Fabrication de guides optiques en $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ monomodes à $\lambda = 780 \text{ nm}$

Fabrication des guides optiques monomodes à 780 nm de première génération

Les guides d'onde de première génération, schématisés sur la figure 5.5, sont réalisés à partir des étapes suivantes :

1. A partir d'un substrat en GaAs on dépose trois couches de $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ par MBE. Les couches supérieure et inférieure ont la même fraction x en Al mais différente de celle du milieu, ce qui donne lieu à un jeu d'indices optiques qui permet d'assurer le guidage.
La première couche $\text{Al}_{0.795}\text{Ga}_{0.205}\text{As}$, qui fait office de gaine inférieure, a pour épaisseur $2 \mu\text{m}$ et pour indice $n_1 = 3.145$. La seconde couche $\text{Al}_{0.775}\text{Ga}_{0.225}\text{As}$, d'indice légèrement supérieur $n_2 = 3.155$, a pour épaisseur $6 \mu\text{m}$. Cette seconde couche sera la couche guidante (ou cœur). La troisième est identique en composition à la première ($n_1 = n_3 = 3.145$) et est appelé gaine supérieure. Cette dernière couche a pour épaisseur $1 \mu\text{m}$. Au microscope, l'ensemble du dépôt aura une couleur grisâtre. La couleur vue au microscope est un moyen de distinguer les différentes couches que nous déposons au cours du procédé de fabrication.

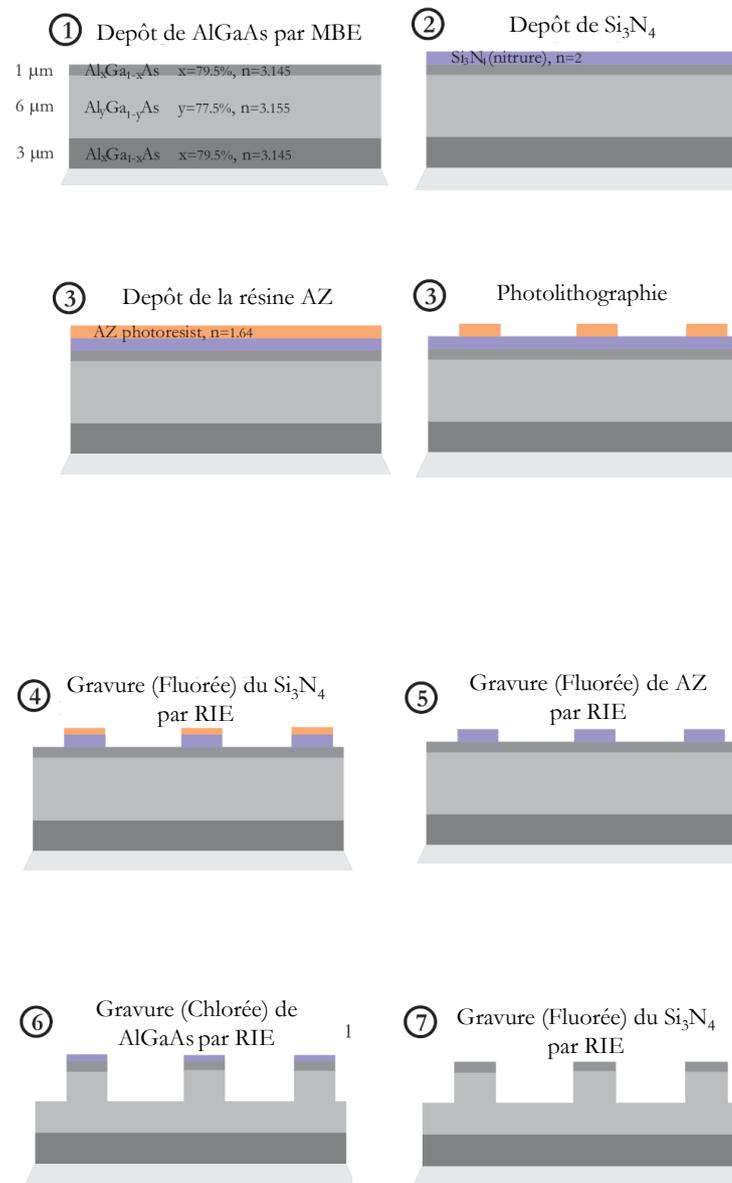


FIGURE 5.6 – Procédé de fabrication des guides optiques simples. Voir le texte pour la description détaillée de chaque étape.

Ces étapes nous ont permis de fabriquer nos premiers guides. Sur la figure 5.7 est représentée la structure typique obtenue à la fin du procédé de fabrication décrit ci-dessus. Pour tester le guidage, nous avons couplé une fibre de $5 \mu\text{m}$ de diamètre de cœur avec un des guides. A l'aide d'un système d'imagerie, nous avons imagé une face du guide et nous observons le mode fondamental transmis (Fig.5.8). La photo montre le bon accord entre le mode calculé numériquement et le mode expérimentalement observé.

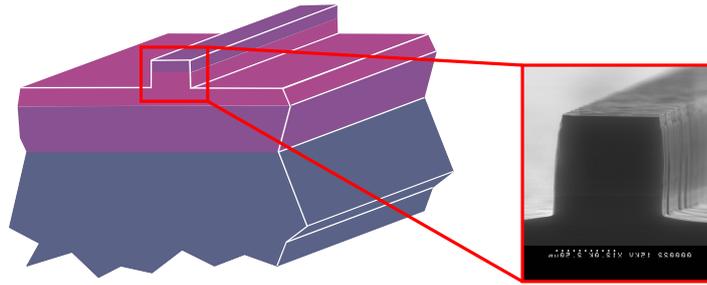


FIGURE 5.7 – Structure typique d'un guide optique simple obtenu après le procédé de fabrication.

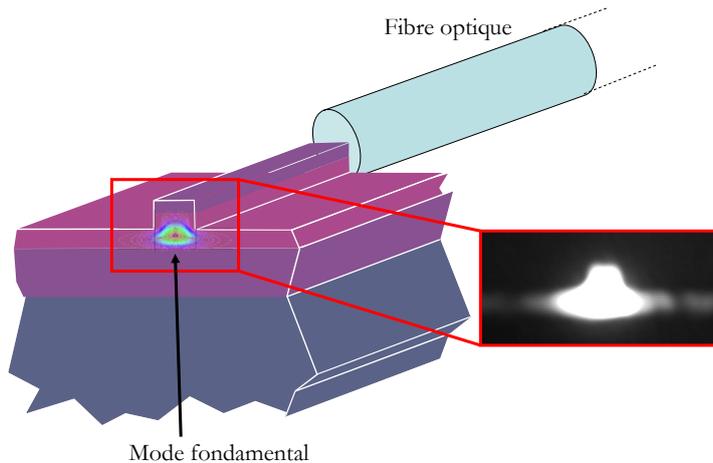


FIGURE 5.8 – Schéma d'une fibre injectant un guide. Le mode guidé est le mode fondamental. Le zoom est l'image du mode à l'interface guide-air. L'image a été prise avec un système d'imagerie et une caméra CCD.

5.3.2 Fabrication des miroirs diélectriques de fortes réflectivités

A ce stade de fabrication, nous disposons de guides simples. Pour que ces guides deviennent des cavités, nous déposons des miroirs aux extrémités de ces guides.

L'indice moyen des guides est de l'ordre de $n = 3.15$, ce qui correspond à une réflectivité de Fresnel en intensité de l'ordre de $\mathcal{R} \approx 27\%$. Il est clair que pour augmenter l'effet Fabry-Pérot de la future cavité, des miroirs de forte réflectivité doivent être placés aux extrémités des guides. Il existe plusieurs façons de fabriquer des miroirs, mais nous nous sommes orientés vers la voie la plus simple et celle qui demande le moins d'efforts technologiques. L'option retenue est la fabrication de miroirs diélectriques composés d'une succession de couches d'indices et d'épaisseurs judicieusement choisies. Dans cette partie, nous allons donc voir comment à partir d'une succession de couches de diélectriques disposées périodiquement, il est possible d'avoir des miroirs de très grande réflectivité.

Il est aisé de montrer qu'à partir d'une interface de diélectrique, une onde incidente peut être réfléchi. Certes, cette réflexion est faible, mais en accumulant les interfaces périodiquement avec une discontinuité d'indice optique, il est possible de réfléchir efficacement la lumière.

Considérons une structure périodique de paires de couches (supposées sans pertes) d'indices optiques (n_1 et n_2) et d'épaisseurs (e_1 et e_2) différentes. Si une onde arrive à incidence

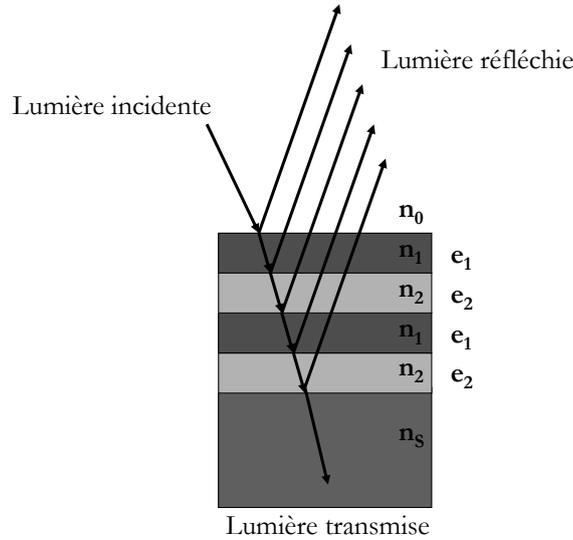


FIGURE 5.9 – Schéma de principe d'un miroir multicouche. Les épaisseurs et les indices des couches disposées périodiquement sont judicieusement choisis de sorte que toutes les ondes réfléchies à chaque interface interfèrent de manière constructive donnant lieu à une réflexion quasi-totale.

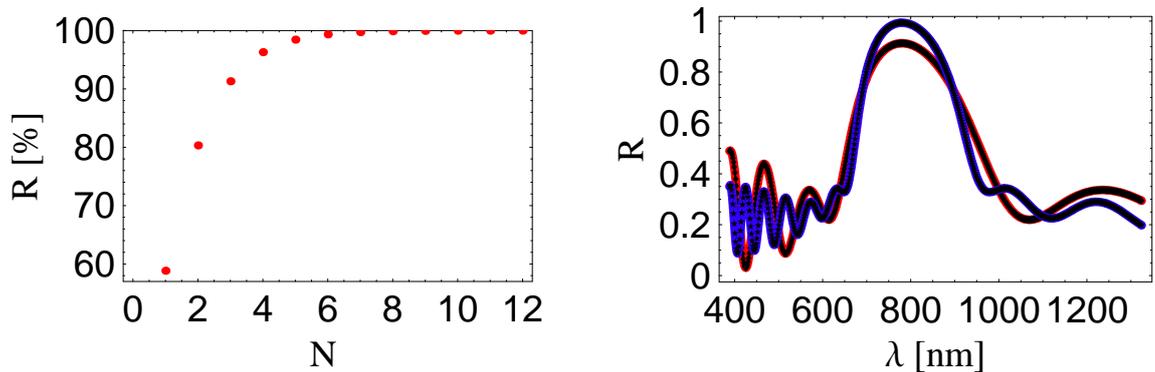


FIGURE 5.10 – A gauche, la réflectivité des miroirs en fonction du nombre N de paires de couches de ZnS/YF_3 . Les couches sont déposées sur un substrat de même indice que les guides d'ondes ($n_S = 3.1535$). A droite, le spectre de réflectivité. La courbe en bleu (resp. courbe rouge) est la réflectivité en fonction de la longueur d'onde incidente pour $N=6$ (resp. $N=3$).

normale sur cet empilement périodique de couches d'épaisseurs $n_i e_i = \frac{\lambda}{4}$, l'onde subit à chaque interface des réflexions qui interfèrent de manière constructive, et qui conduisent à une réflectivité proche de 100 %. Si cet empilement périodique de N paires de couches est juxtaposé entre deux milieux d'indices n_0 et n_S , alors la réflectivité maximale du miroir de Bragg s'écrit :

$$\mathcal{R} = \left[\frac{1 - \frac{n_S}{n_0} \left(\frac{n_1}{n_2} \right)^{2N}}{1 + \frac{n_S}{n_0} \left(\frac{n_1}{n_2} \right)^{2N}} \right]^2 \quad (5.3)$$

avec $n_2 > n_1$. Pour N grand, le coefficient de réflexion tend vers l'unité (Fig.5.10). La largeur de bande $\Delta\lambda$ du réflecteur de Bragg centré sur λ_B est donnée par [78] :

$$\Delta\lambda = \frac{4\lambda_B}{\pi} \arcsin\left(\frac{|n_2 - n_1|}{n_2 + n_1}\right) \quad (5.4)$$

Plus le contraste d'indice entre les différentes couches est grand, plus le miroir réfléchit sur une grande plage spectrale. Les paramètres clés d'un miroir multicouche sont donc les indices des matériaux utilisés, leurs épaisseurs, et le nombre de paires de couches.

Sur les surfaces clivées des guides, les multicouches sont déposés par évaporation. Les miroirs sont composés de plusieurs couches de sulfure de zinc (ZnS) et de fluorure d'yttrium (YF₃). Le couple ZnS/YF₃ présente un fort contraste d'indice ($n_{ZnS} = 1.493$ et $n_{YF_3} = 2.317$) ce qui est intéressant car l'utilisation de couches à fort contraste d'indice permet de fabriquer des miroirs de très forte réflectivité avec peu de couches à déposer. Avec simplement 6 paires de couches de ZnS/YF₃, les réflectivités atteignent $\mathcal{R}_6 \approx 99.4\%$ (Fig.5.10). La figure 5.11(a) présente un substrat en GaAs où sont micro-fabriqués des

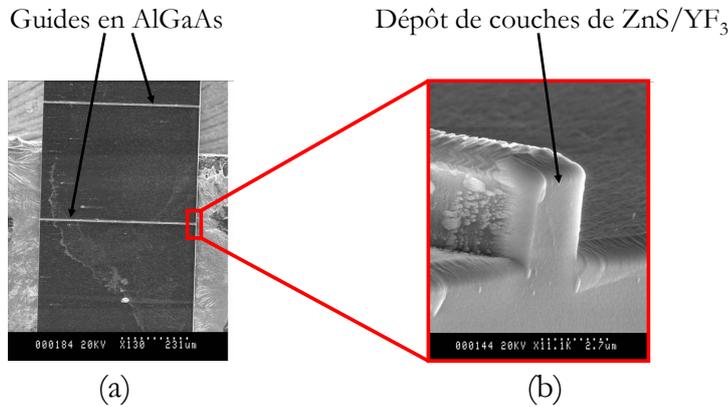


FIGURE 5.11 – (a) Photographies au microscope électronique à balayage d'un échantillon de guides après le traitement diélectrique. En (b) le zoom montre la surface clivée d'un guide après le dépôt des couches diélectriques.

guides d'ondes après le traitement diélectrique. La figure 5.11 (b), montre le dépôt diélectrique sur l'une des surfaces clivées du guide. Une fois que les miroirs sont déposés, il reste à caractériser les guides.

5.3.3 Mesure des pertes intrinsèques des guides monomodes

Dispositif expérimental

Il existe plusieurs possibilités pour mesurer l'atténuation du mode dans le guide. Une des méthodes repose sur la loi de Beer-Lambert qui décrit l'atténuation de l'intensité du champ dans un milieu à pertes. Selon cette loi, l'intensité d'une onde diminue d'un facteur $e^{-\alpha L}$ après une distance L dans le milieu avec un coefficient d'atténuation α .

Dans cette méthode, on clive à plusieurs reprises et à chaque fois on mesure, après couplage de la lumière dans le guide, l'intensité transmise. Le problème de cette méthode est que l'on doit avoir le même couplage après chaque clivage. En effet, si le couplage n'est pas strictement le même, les mesures seront dispersées et la détermination des pertes α sera imprécise. Il existe une technique beaucoup plus précise qui repose sur le principe de l'effet Fabry-Pérot. Dans cette variante on s'affranchit des problèmes de couplage. L'idée de la

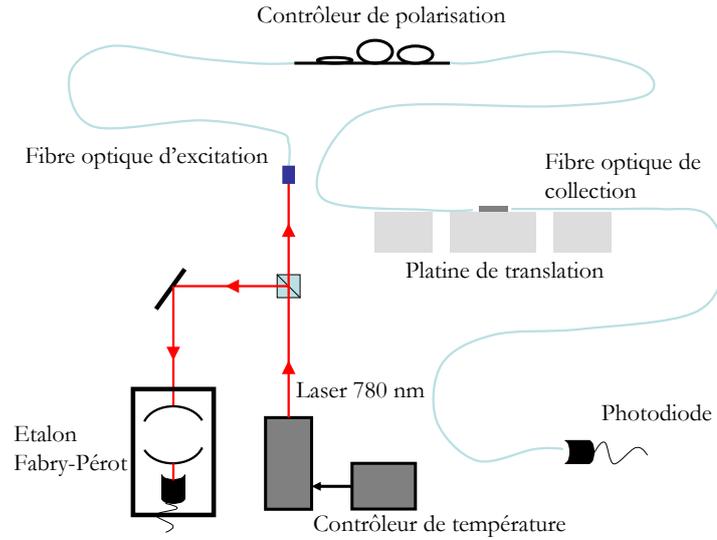


FIGURE 5.12 – Schéma simplifié du montage expérimental de mesure de la finesse des guides d'onde. Nous utilisons un laser DFB à 780 nm dont le faisceau est en partie injecté dans une fibre monomode pour exciter les guides. Le montage permet de contrôler la polarisation du faisceau d'excitation. L'échantillon repose sur un support fixe entre deux platines à 5 axes de degrés de liberté. Une seconde fibre collecte et transmet la lumière vers une photodiode qui est reliée à un oscilloscope (non représenté) pour enregistrer le signal. La variation de fréquence est obtenue en changeant la température du laser. Un étalon Fabry-Pérot est utilisé pour la calibration de fréquence et son signal est également enregistré sur un oscilloscope.

méthode Fabry-Pérot est de coupler une seule fois chaque guide et d'en mesurer la finesse. Celle-ci dépend de la réflectivité \mathcal{R} des miroirs et des pertes intrinsèques α_{intr} des guides. La finesse d'un guide de longueur L peut s'écrire :

$$\mathcal{F} = \frac{\pi \sqrt{\mathcal{R}} e^{\alpha_{intr} L}}{1 - \mathcal{R} e^{\alpha_{intr} L}} \quad (5.5)$$

Pour que la mesure de la finesse ne soit uniquement limitée par les pertes intrinsèques des guides, on dépose des miroirs de forte réflectivité. La mesure de la finesse nécessite que l'on fasse varier la longueur optique des guides ou la fréquence de l'onde lumineuse, afin d'observer des résonances Fabry-Pérot. Pour cela on peut :

- chauffer l'échantillon où reposent les guides. La dilatation thermique fait varier la longueur effective des guides. On peut montrer que la variation de température ΔT nécessaire pour avoir une oscillation Fabry-Pérot [81] est :

$$\Delta T \approx \frac{\pi}{\beta L \left(\frac{1}{n} \frac{dn}{dT} + \frac{1}{L} \frac{dL}{dT} \right)} \quad (5.6)$$

où n est l'indice et $\beta = 2\pi n/\lambda$ est la constante de propagation du mode. D'après (5.6), plus le guide est petit plus il faut chauffer fort pour observer une oscillation. Dans le cas du GaAs, la variation relative de l'indice avec la température est de l'ordre $\frac{1}{n} \frac{dn}{dT} \approx 6.4 \cdot 10^{-5} \text{ K}^{-1}$, et la variation relative de la longueur de guide avec la température $\frac{1}{L} \frac{dL}{dT} \approx 6.9 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$. Avec un guide de 300 μm de long, pour observer une oscillation Fabry-Pérot il faut une variation de température $\Delta T \approx 5 \text{ K}$ à 780 nm. Le problème avec cette méthode est que la dilatation thermique a lieu à la fois sur

le guide mais aussi sur le support de l'échantillon. Il est donc difficile de garder le couplage guide-fibre optimum.

- Moduler le courant d'alimentation du laser. Nous utilisons un laser de type DFB et un générateur de fréquence qui nous permet de moduler le courant de la diode avec une modulation de type "rampe" entraînant alors une variation de la fréquence du laser. Le problème est que la variation du courant induit une variation de la puissance du faisceau laser et on ne peut balayer la fréquence que de quelques GHz. La puissance varie notablement sur cette plage de fréquence ce qui dégrade la précision des mesures. Cependant, on peut utiliser cette technique pour mesurer la largeur à mi-hauteur d'une résonance Fabry-Pérot, et l'intervalle spectral libre peut être calculé en mesurant la longueur du guide.
- Chauffer la diode laser. Cette méthode permet de balayer sur un large spectre avec une faible variation de puissance. Le chauffage de la DFB nous a permis d'observer le spectre en transmission des guides sur un intervalle spectrale libre entier (environ 130 GHz). Lors du chauffage de la diode, il faut pouvoir suivre la variation de la fréquence du laser avec la durée de la mesure, et nous utilisons pour cela un étalon Fabry-Pérot.

Pour déterminer les pertes intrinsèques, nous mesurons la transmission du guide en fonction de la fréquence du laser. Nous avons construit un dispositif optique dont le principe simplifié est présenté sur la figure 5.12. Nous utilisons une diode laser à 780 nm. Le faisceau laser est divisé en deux faisceaux distincts à l'aide d'un cube polariseur. L'un des faisceaux est envoyé vers un étalon Fabry-Pérot, qui est utilisé comme référence en fréquence. L'autre faisceau est injecté dans une fibre monomode (la fibre d'excitation), qui permet de guider la lumière jusqu'à la zone de couplage des guides. La zone de couplage est formée d'un ensemble de platines de translation de précision et d'un binoculaire permettant de visualiser le couplage entre les fibres et le guide. Le dispositif de translation est composé de trois éléments : deux platines cinq axes qui maintiennent et assurent le couplage des fibres d'excitation et de collection de lumière et un support où est posé l'échantillon. La fibre de collection transmet le signal optique vers une photodiode. A l'aide d'un oscilloscope, les signaux transmis par le guide et l'étalon permettent de faire une mesure du spectre en transmission du guide simultanément.

Résultats expérimentaux

Nous avons donc utilisé ce dispositif expérimental pour caractériser nos guides. Concrètement, après avoir couplé un guide, nous changeons brusquement la température du laser puis nous enregistrons les signaux transmis par le guide et le Fabry-Pérot. Par exemple, sur les figures 5.13(a)-(b) sont représentées les données brutes enregistrées à l'oscilloscope. La figure 5.13(a) est le signal de la transmission d'un guide en fonction du temps. Parallèlement, nous enregistrons le signal de l'étalon Fabry-Pérot (Fig.5.13(b)). A l'aide de l'étalon de Fabry-Pérot, nous suivons la variation de fréquence du laser en fonction du temps. Nous établissons ainsi la courbe de calibration de la fréquence en fonction du temps (Fig.5.13(c)). Cette calibration nous permet ainsi de déterminer le spectre de transmissions des guides (Fig.5.14).

Dans un premier temps, nous avons mesuré le spectre en transmission pour des guides de longueurs différentes ($L_1 = 260 \mu\text{m}$, $L_2 = 650 \mu\text{m}$, $L_3 = 1300 \mu\text{m}$) avec les mêmes miroirs de réflectivités $\mathcal{R}_3^{theo} = 91.3 \%$ afin de s'affranchir de l'incertitude sur la réflectivité. Les miroirs sont formés d'un empilement de trois paires de couches de diélectriques de YF_3/ZnS . La réflectivité des miroirs est suffisamment grande pour avoir un effet Fabry-Pérot mais

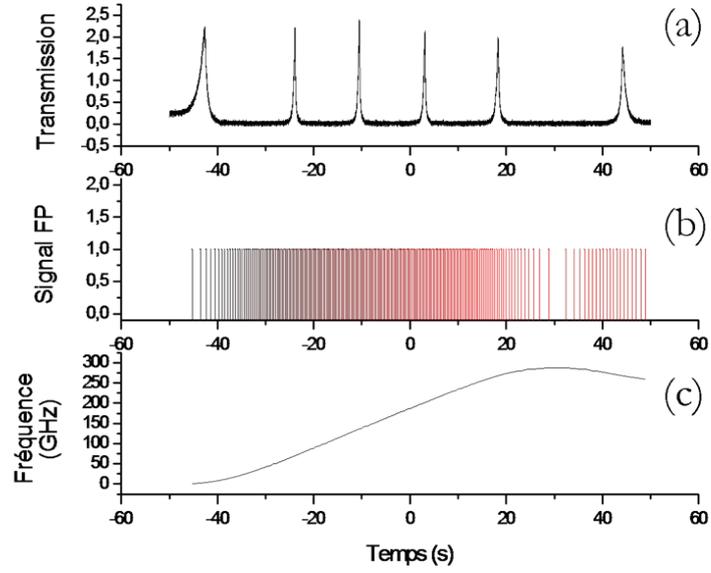


FIGURE 5.13 – Mesure de transmission d'un guide de $L = 650 \mu\text{m}$ sur 100 secondes. La courbe (a) est la transmission du guide. La figure (b) est le signal sur l'étalon Fabry-Pérot normalisé. De la courbe (b) on déduit la courbe de calibration en fréquence en fonction du temps (courbe (c)).

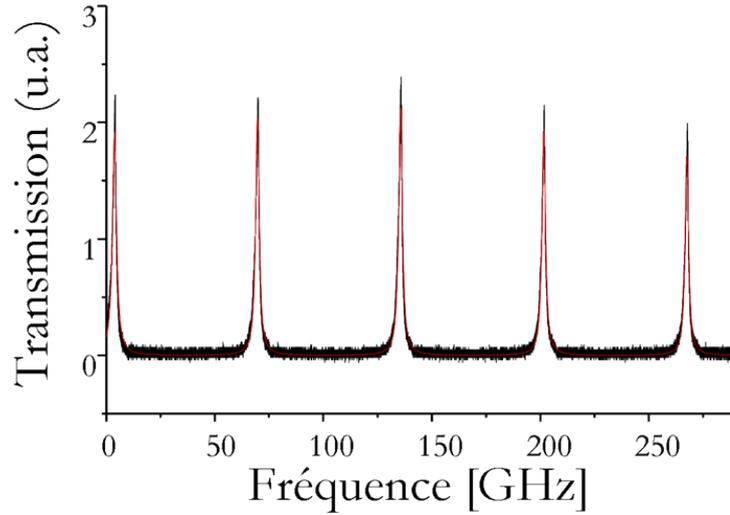


FIGURE 5.14 – Spectre de transmission d'un guide Fabry-Pérot de longueur de $L = 650 \mu\text{m}$

pas trop élevée pour que l'intensité transmise par le guide puisse être mesurée. La finesse de chaque guide Fabry-Pérot de longueur L_i peut alors s'écrire :

$$\mathcal{F}_i = \frac{\pi \sqrt{\mathcal{R}_3} e^{\alpha_{Intr} L_i}}{1 - \mathcal{R}_3 e^{\alpha_{Intr} L_i}} \quad (5.7)$$

Nous montrons sur la figure 5.15, la courbe de la finesse en fonction de la longueur des guides. L'ajustement de cette courbe permet à la fois de déterminer les pertes par propagation, égales à $\alpha_{intr} = 1.07 \pm 0.06 \text{ cm}^{-1} \equiv 4.64 \pm 0.26 \text{ dB.cm}^{-1}$, et la réflectivité $\mathcal{R}_3^{exp} = 89 \%$. Nous n'avons pas trouvé dans la littérature une mesure de pertes par propagation à 780 nm pour des guides en $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ avec les concentrations en aluminium autour de 77 %. Nous ne pouvons pas conclure sur l'origine de ces pertes qui peuvent être

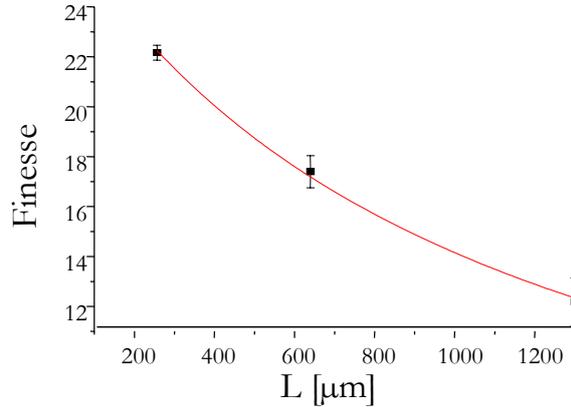


FIGURE 5.15 – *Finesse des guides Fabry-Pérot en fonction de la longueur des guides. Les miroirs déposés ont une réflectivité en intensité de $\mathcal{R}_3^{theo} = 91.3\%$.*

diverses comme l'absorption du matériau, la diffusion ou la rugosité.

Dans un second temps, pour confirmer ce résultat, nous avons préparé un guide de longueur $L_4 = 330 \mu\text{m}$ sur lequel nous avons déposé six paires de couches de diélectriques YF_3/ZnS sur chaque extrémité du guide, ce qui correspond à une réflectivité théorique de $\mathcal{R}_6^{theo} = 99.4\%$. Les pertes du guide Fabry-Pérot ne sont alors limitées que par les pertes intrinsèques. En effet, la réflectivité \mathcal{R}_6^{theo} est suffisamment grande pour que les pertes par transmission soient dominées par les pertes sur un simple passage ($e^{-\alpha_{intr}L_4} \approx 96\%$). Nous mesurons et déterminons le spectre en transmission de ce guide (Fig.5.16). L'ajustement de cette courbe nous donne une largeur à mi-hauteur de la résonance de $2\kappa_{intr} = 2\pi \cdot 1.4 \pm 0.1 \text{ GHz}$, soit une finesse intrinsèque de l'ordre de $\mathcal{F}_{intr} = \frac{ISL}{2\kappa} = 92$ correspondant à $\alpha_{intr} = 1.03 \pm 0.06 \text{ cm}^{-1}$. Ce dernier résultat confirme bien le résultat de la mesure précédente.

5.4 Fabrication de la tranchée

Cette section est dédiée à la fabrication des guides de seconde génération avec la tranchée. Par la suite, nous montrons comment nous avons fabriqué les fils sur le substrat de GaAs qui permettront un piégeage local des atomes.

5.4.1 Fabrication des guides de seconde génération avec tranchée

A ce stade nous disposons uniquement de guides simples. Les simulations numériques et les observations montrent que le mode fondamental est enterré dans le guide. Le maximum du champ se trouve à quelques microns sous le substrat de GaAs. Pour coupler les atomes au champ électrique, les atomes devront être piégés à cette hauteur. La géométrie des guides doit être organisée de la manière suivante :

1. **organisation locale des guides** : La fabrication de la tranchée est soumise à deux contraintes : sa longueur et sa profondeur. Les simulations montrent que la longueur de la tranchée doit être assez petite pour limiter les pertes par diffraction, mais suffisamment grande pour diminuer l'effet des parois sur les atomes (forces de

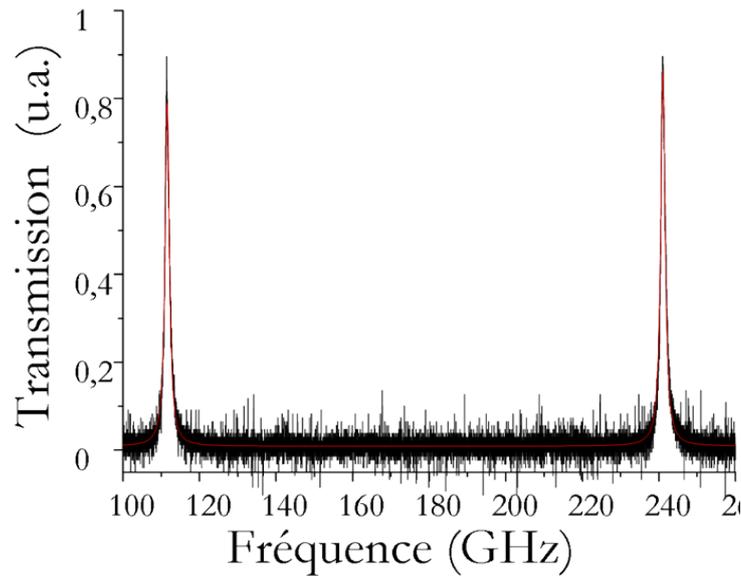


FIGURE 5.16 – Spectre de transmission d'un guide Fabry-Pérot de longueur $L_4 = 330 \mu\text{m}$. Les miroirs ont une réflectivité de $\mathcal{R}_6^{\text{theo}} = 99.4 \%$. La largeur de la résonance est de $2\kappa_{\text{intr}} = 2\pi \cdot 1.4 \text{ GHz}$ et l'intervalle spectral libre est de 129 GHz , soit une finesse $\mathcal{F}_{\text{intr}} = 92$.

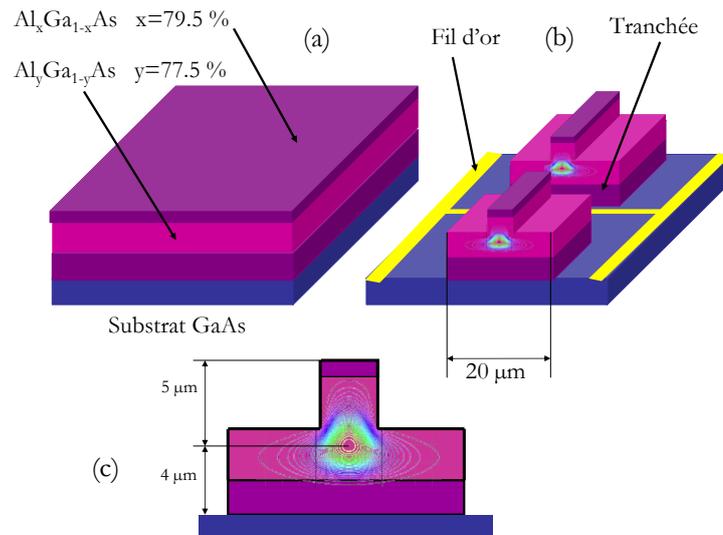


FIGURE 5.17 – A partir d'un substrat de GaAs sur lequel sont déposées les trois couches de $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ (Fig.(a)), nous fabriquons des guides en forme de "gâteau de mariage" avec une tranchée pour le passage d'atomes (Fig.(b)). La base de la structure en gâteau de mariage est de $20 \mu\text{m}$ de large pour que le mode ne soit pas en contact avec les flancs du guide. Le mode fondamental étant enterré dans la structure, le maximum du champ se trouve autour de $4 \mu\text{m}$ au dessus du substrat (Fig.(c)). Pour que l'interaction atome-champ soit maximale, les atomes devront être piégés à cette position. Le piégeage est créé par le courant traversant les fils d'or en forme de H. La tranchée doit avoir une profondeur de $9 \mu\text{m}$ et une largeur sur l'axe des guides de $2 \mu\text{m}$ pour que les pertes par diffraction soient limitées.

Casimir-Polder). Nous avons vu qu'il était raisonnable de travailler avec des tranchées de $2 \mu\text{m}$ de longueur.

De plus, il faut que les atomes puissent interagir avec le maximum du champ élec-

trique. Le mode étant situé à $5 \mu\text{m}$ au dessous du ruban (Fig.5.17(c)), la tranchée doit être d'une profondeur supérieure à $6 \mu\text{m}$ pour que le mode ne soit pas tronqué. Par ailleurs, les atomes doivent se trouver relativement loin du fond de la tranchée pour limiter de nouveau les forces dispersives (Casimir et van der Waals), et d'autres effets liés aux bruits techniques occasionnées par un éventuel fil en or (Fig.5.17(b)), fabriqué au fond de la tranchée, et qui ont tendance à limiter la durée de vie de piégeage (basculement de spin et chauffage paramétrique)[120, 121].

2. **organisation générale des guides** : Nous voulons micro-fabriquer des fils d'or sur le substrat de GaAs pour piéger localement les atomes dans la tranchée. Pour cela, il faut dégager la matière autour des guides. La contrainte est que le mode guidé ne doit pas être en contact avec les flancs des guides. La solution consiste à organiser la géométrie des guides en une structure en forme de "gâteau de mariage" (Fig.5.17(b)). On choisit pour la base du guide une largeur de $20 \mu\text{m}$, grande devant l'extension du mode enterré, pour minimiser les pertes aux interfaces guide-air.

La fabrication se déroule en deux temps. En premier lieu, le procédé consiste à graver le guide de sorte à fabriquer la structure en "gâteau de mariage" avec la tranchée. La dernière étape de la fabrication est le lissage des interfaces de la tranchée pour obtenir des interfaces avec de bonne qualité optique.

Fabrication des guides avec tranchées

Pour fabriquer les nouveaux guides avec tranchée, le procédé consiste à réaliser deux niveaux de gravure. La première gravure permet d'organiser le premier niveau des guides et la tranchée. La seconde gravure va former le ruban des guides de $4 \mu\text{m}$ de large. La réalisation de ces guides requiert donc deux masques différents pour définir chaque niveau. De plus, il faut que les deux masques soient parfaitement alignés entre eux. Pour répondre à cette exigence, nous faisons successivement deux lithographies par faisceau d'électrons pour dessiner les motifs souhaités. L'avantage de cette technique par rapport à la photolithographie est que l'on peut atteindre un alignement des motifs à quelques nanomètres. Cette lithographie électronique nécessite une résine fine, le PMMA², dont l'épaisseur est inférieure à 100 nm . La résine de PMMA² ne permet pas de réaliser un masque pour la gravure du SiN. Il faut un masque métallique qui sera déposé par lift off. La fabrication de ces guides se déroule plus précisément de la façon suivante :

1. A partir d'un substrat de GaAs sur lequel sont déposées trois couches de AlGaAs, on dépose une couche de $2 \mu\text{m}$ de nitrure de silicium Si_3N_4 (Fig.5.18(a)). Par dessus le Si_3N_4 , et à l'aide d'une étape de lithographie électronique, nous fabriquons un masque métallique en aluminium de l'ordre de 150 nm d'épaisseur.
2. Ce masque en Al permet de dessiner le masque de nitrure correspondant aux rubans de $20 \mu\text{m}$ de large, sauf aux endroits supposés des tranchées (Fig.5.18(b)) à l'aide d'un procédé RIE fluorée.
3. On utilise les couches Al/ Si_3N_4 comme masque pour graver par RIE chlorée les couches de AlGaAs. La couche d'aluminium est attaquée en RIE chlorée, on retrouve du Si_3N_4 sans masque métallique à la fin (Fig.5.18(c)).
4. On utilise la même couche de Si_3N_4 pour faire le deuxième masque. Nous fabriquons un masque métallique en nickel Ni de 100 nm d'épaisseur par lithographie électronique sur la couche de Si_3N_4 restante (Fig.5.18(d)). Ce masque permet d'imprimer

2. Le polyméthacrylate de méthyle, plus connue sous le nom de Plexiglas

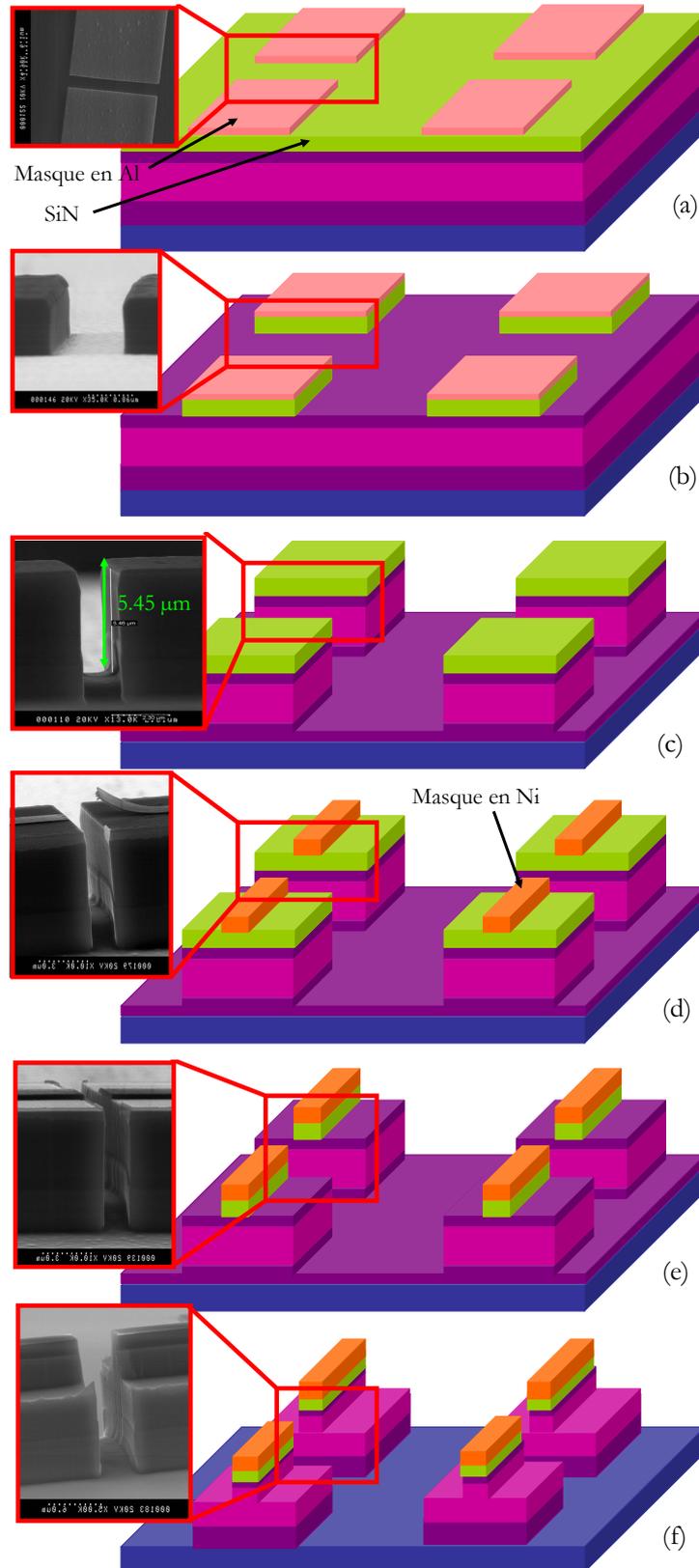


FIGURE 5.18 – Procédé de fabrication des guides optiques en structure de gâteaux de mariage. La tranchée est réalisée en même temps que la mise en forme des guides.

la structure supérieure des guides.

5. A l'aide d'une étape de RIE fluorée, on grave le Si_3N_4 avec comme masque le Ni (Fig.5.18(e)).
6. Enfin, on grave $4\ \mu\text{m}$ de AlGaAs pour former le second niveau des guides (Fig.5.18(f)). Il reste encore du Ni et du Si_3N_4 à la fin du procédé.

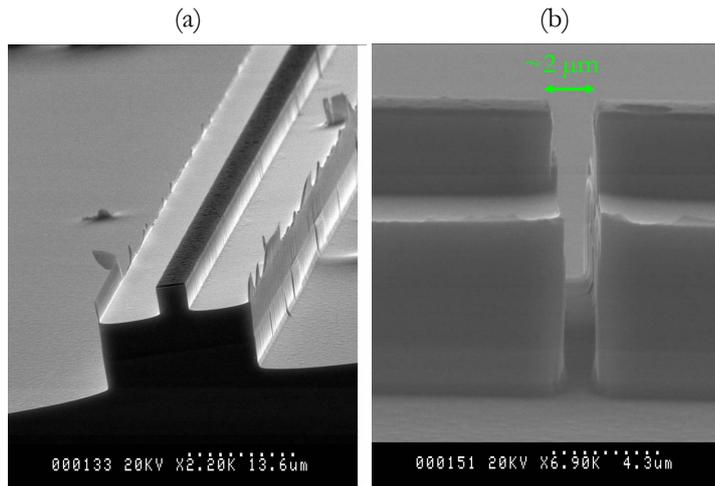


FIGURE 5.19 – Images au microscope électronique à balayage d'un guide (Fig.(a)) et d'une tranchée (Fig.(b)). Nous pouvons distinguer légèrement les différentes couches de semi-conducteur. La tranchée mesure environ $2\ \mu\text{m}$ de large. Les parois de la tranchée présentent de la rugosité qu'il faut corriger en vue d'obtenir des surfaces de bonne qualité pour limiter la diffusion de la lumière.

Parallèlement à la fabrication de ces guides avec tranchée, nous avons réalisé un guide en forme de gâteau de mariage sans tranchée sur lequel nous avons déposé des miroirs aux extrémités (Fig.5.20). Les miroirs diélectriques sont constituées de six paires de couches de ZnS/YF_3 correspondant à une réflectivité de l'ordre de $\mathcal{R}_6 \approx 99.4\ \%$. Nous mesurons le spectre en transmission, et nous déterminons la largeur de la résonance $2\kappa = 2\pi \cdot 2.2\ \text{GHz}$ qui est environ 1.5 fois plus grande que la valeur trouvée dans la partie précédente ($\kappa = 2\pi \cdot 1.4\ \text{GHz}$). A ce jour, nous ne savons pas d'où vient ce facteur 1.5, mais on peut envisager les pistes suivantes :

- La différence de gravure d'un guide à l'autre. Si les guides n'ont pas subi la même qualité de gravure, nous mesurerons des pertes qui différeront d'un échantillon à l'autre.
- La variation de la concentration en aluminium d'un guide à l'autre. Les guides peuvent différer par leur constitution en aluminium à l'échelle du substrat. Une variation de la fraction x à l'échelle du substrat peut conduire à une variation sur l'absorption.
- L'interaction du mode avec les flancs de la base du guide. Nous avons modifié la structure des guides au profit d'une structure en gâteau de mariage. La rugosité à ce niveau peut influencer sur les pertes.

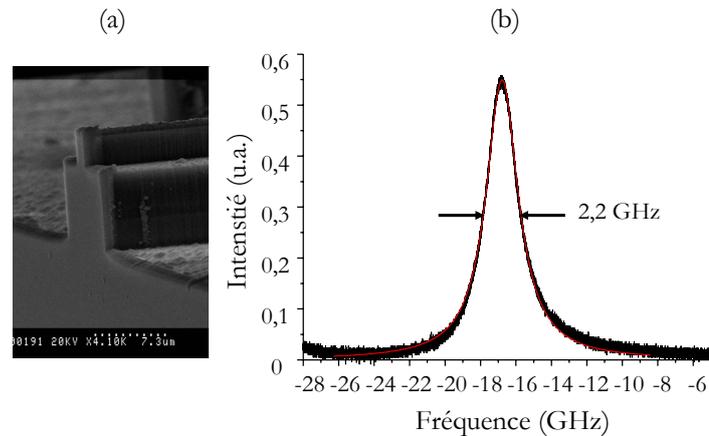


FIGURE 5.20 – Après un dépôt de miroirs diélectriques aux extrémités d’un guide en forme de gâteau (Fi.(a)), nous mesurons le spectre en transmission. Nous trouvons une valeur de largeur de la résonance de l’ordre de $2\kappa \approx 2.2$ GHz, soit une valeur 1.5 fois plus grande que les pertes mesurées sur les guides simples.

- Présence du masque de Ni. Il reste à la fin du procédé des résidus de masque de nickel qui pourrait modifier localement l’absorption du guide.

Lissage des interfaces de la tranchée

Dans cette dernière phase de fabrication, il s’agit d’optimiser les surfaces des parois de la tranchée. En effet, la gravure ionique réactive est un procédé qui permet de graver massivement les couches de AlGaAs mais au prix d’une rugosité résiduelle. La rugosité engendre de la diffusion de la lumière et par conséquent tend à augmenter les pertes au niveau de la tranchée. Pour minimiser cet effet, nous avons tenté de lisser ces parois à l’aide d’un faisceau d’ions focalisé (FIB). Sur la figure 5.21(a) montrant l’image de la tranchée après la RIE, nous observons clairement la rugosité aux interfaces. Sur les figures 5.21(b), sont représentées la tranchée après l’étape de FIB. Nous observons que le lissage n’est pas parfait et que les parois ne sont pas parfaitement planes. Ceci modifie l’indice effectif à l’interface ce qui va complètement bouleverser la propagation du mode sur plusieurs centaines de nanomètres avant l’interface et introduire des pertes. D’autre part, les interfaces sont légèrement inclinées ce qui aura pour conséquence un mauvais couplage optique entre le mode qui se propage librement dans la tranchée et le mode guidé de l’autre partie du guide. Nous avons effectué d’autres tests avec un autre réglage de la machine FIB (Fig.5.22). La qualité des tranchées est meilleure mais encore insuffisante, car les parois ne sont pas encore parfaitement planes. La difficulté vient du rapport de forme de la tranchée. En effet, les parois doivent être de bonne qualité sur une profondeur de $10 \mu\text{m}$ et sur $2 \mu\text{m}$ de largeur. La faible largeur de la tranchée rend la gravure au FIB difficile car la matière se dégage mal de la tranchée. Sur les meilleurs guides obtenus nous n’avons pas observé de résonances. Cependant, ces résultats sont encourageants mais il reste encore à optimiser les procédés de gravure.

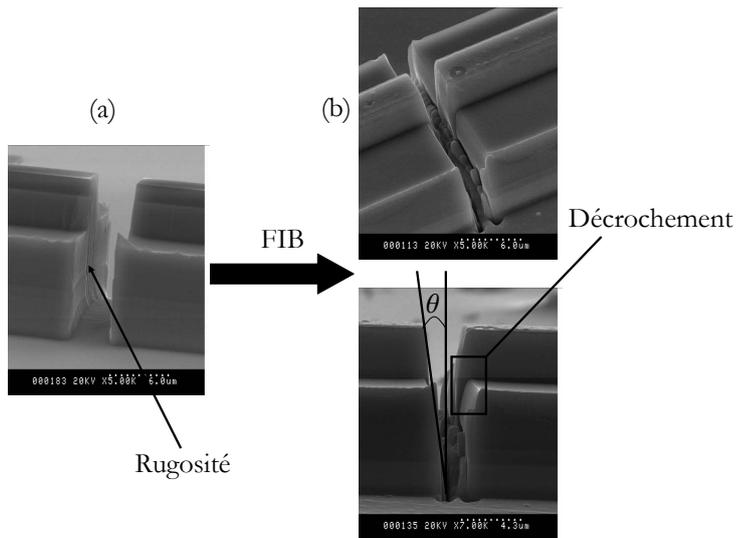


FIGURE 5.21 – Images MEB de la tranchée avant le procédé de lissage (Fig.(a)), et après le lissage (Fig.(b)). Nous utilisons un faisceau d'ion focalisé (FIB) pour lisser les interfaces. Après FIB, les parois sont plus lisses mais ne sont pas planes et il existe une discontinuité de la surface dans le plan des parois. De plus les parois présentent une inclinaison par rapport à la verticale. Ces tests ont été réalisés au Laboratoire de Photonique et de Nanostructures.

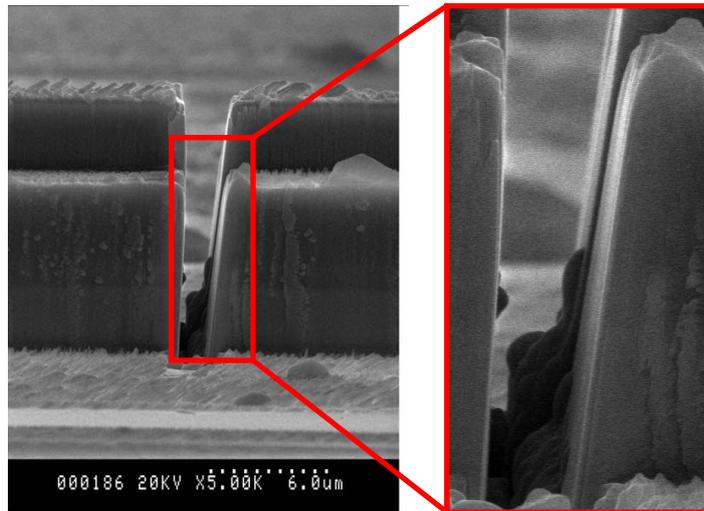


FIGURE 5.22 – Optimisation de la qualité optique d'une tranchée avec un faisceau d'ions focalisé. Même si les parois présentent moins de rugosité, l'inclinaison des parois et le décrochement entre le centre de la paroi et les côtés subsistent.

5.4.2 Fabrication des micro-fils sur le substrat en GaAs pour le piégeage local

La possibilité de réaliser des fils sur le substrat de GaAs est très intéressante, car cela permettrait de créer un piège local au niveau de la tranchée. Ce piège serait auto aligné avec le guide et permettrait d'envisager une intégration complète.

Sur les échantillons de substrats où sont micro fabriqués les guides, nous avons réalisé les étapes suivantes pour fabriquer les fils intégrés sur GaAs :

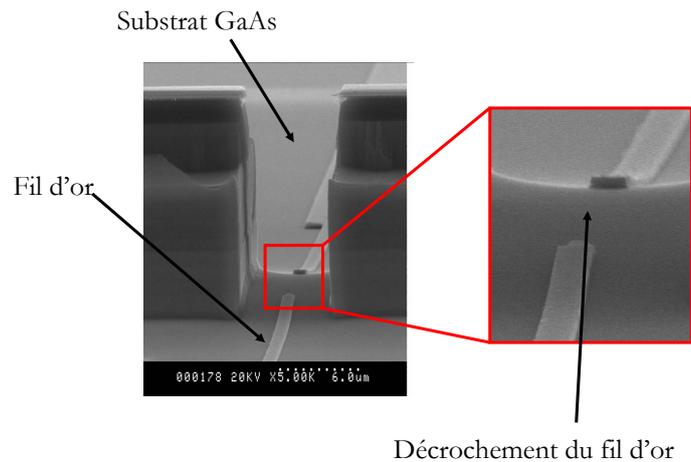


FIGURE 5.23 – Test de micro fabrication d’un fil en or dans la tranchée. Le fil d’or permettra un piégeage local des atomes dans la tranchée. Le fil d’or est fabriqué sur le substrat en GaAs. A cause du problème d’insolation du masque au fond de la tranchée, le fil à tendance à se décrocher au centre.

- on commence par réaliser un masque par lithographie électronique. Cette étape permet de dessiner le négatif du motif que nous souhaitons réaliser à l’aide de la résine de PMMA.
- Nous déposons une couche de AlO_x de 150 nm d’épaisseur. Le substrat de GaAs étant semi-conducteur, nous devons au préalable isoler le fil grâce à une couche de AlO_x .
- Nous faisons ensuite un dépôt d’une couche d’accroche de titane de 20 nm puis un dépôt de 200 nm d’or.
- Enfin, nous terminons la fabrication par un lift-off qui va permettre de retirer AlO_x là où il y avait de la résine. Nous plongeons l’échantillon dans une solution de trichloréthylène. Au final, il ne restera que les fils que nous avons dessinés par la lithographie.

Nous avons utilisé ce procédé pour déposer un fil d’or tout le long de la tranchée (Fig.5.23). La fabrication du fil le long de la tranchée n’est pas encore parfaitement maîtrisée mais les résultats sont très encourageants. Le fil d’or a tendance à se décrocher à l’intérieur de la tranchée. Nous pensons que c’est probablement dû à un problème d’insolation du masque au fond de la tranchée.

5.5 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons exposé les différentes méthodes de fabrication de la puce atomique, des guides optiques simples et des cavités basées sur des guides d’onde. Nous avons présenté le cheminement qui nous a permis d’aboutir à la réalisation de la puce. Parallèlement, nous avons fabriqué des guides d’ondes optiques en semi-conducteur opérant à 780 nm. Nous avons caractérisé ces guides en mesurant les pertes optiques. Ces guides constituent les éléments de base pour fabriquer la cavité. Les cavités sont formées de miroirs diélectriques et d’une tranchée dans laquelle vont passer les atomes pour interagir avec le champ électromagnétique. La réalisation de la tranchée est un travail ardu puisqu’il s’agit de retirer de la matière sur une longueur de 20 μm , une largeur de 2 μm

(suivant l'axe du guide) et une profondeur de $9 \mu\text{m}$. Le rapport de forme est tel que qu'il est difficile de retirer la matière sans abîmer les parois. Leur état doit être de bonne qualité optique pour limiter les pertes par diffusion. Nous avons donc réalisé des guides ayant des tranchées, et tenté de lisser la surface des parois. L'état des tranchées n'est pas encore parfaitement satisfaisant et n'a pas permis d'observer des résonances. Dans le même temps, nous avons fabriqué des substrats en GaAs sur lesquels sont micro-fabriqués à la fois des guides mais aussi des micro-fils d'or pour piéger localement les atomes en face des guides. Les premiers tests sont très encourageants et pourraient ouvrir la voie aux puces complètement intégrées.

Conclusion et perspectives

Ce mémoire a porté sur la réalisation d'un dispositif expérimental de détection d'atomes froids sur une puce opto-atomique et l'étude d'une microcavité basée sur un guide d'onde optique.

Une partie importante du travail de thèse a consisté à monter le dispositif expérimental pour refroidir des atomes de rubidium ^{87}Rb . Le montage a été conçu pour avoir un grand accès optique, un chargement efficace des atomes sur la puce, et le contrôle de la température de la puce. Nous avons pu charger quelques $8 \cdot 10^6$ atomes dans un piège magnéto-optique externe. L'enceinte à vide est conçue pour accueillir une puce opto-atomique, et de ce fait une fibre optique est connectée à la partie optique de la puce. La puce hybride comprend donc une partie pour la manipulation des atomes et une partie optique pour la détection. Cette puce atomique a été développée pour piéger les atomes et les transporter à l'aide de potentiels magnétiques vers la zone de détection. L'originalité de la puce opto-atomique est que la détection des atomes se fera à l'aide d'une microcavité intégrée en semiconducteur. La microcavité est formée d'un guide d'onde en $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ aux extrémités duquel sont placés des miroirs, et d'une tranchée ouverte dans le guide pour que les atomes puissent être couplés au champ électrique. La taille de la tranchée est choisie de sorte à limiter les pertes atomiques et les pertes optiques dues à la divergence du mode dans celle-ci. Nous avons calculé les effets des parois sur le potentiel magnétique de piégeage, et nous avons montré que les forces de Casimir-Polder pouvaient limiter fortement le potentiel magnétique. Nous avons montré qu'il serait raisonnable de se donner une limite inférieure à la longueur de la tranchée. Par exemple, pour une fréquence de piégeage de 9 kHz et une tranchée de largeur $d = 2 \mu\text{m}$ de large, la profondeur du potentiel total est alors de l'ordre de $\sim 8 \mu\text{K}$.

Aussi pour estimer l'efficacité de la détection caractérisée par la coopérativité, nous avons mené une série de simulations et de modélisations. Nous avons montré qu'il est possible de détecter des atomes uniques avec cette microcavité. En effet, en tenant compte des pertes par diffraction et des pertes intrinsèques des guides, nos calculs prévoient une coopérativité de l'ordre de $\mathcal{C} \approx 1.6$ pour une tranchée de longueur de $d \approx 2 \mu\text{m}$. Parallèlement aux simulations numériques, nous avons développé les guides d'ondes optiques monomodes à 780 nm. Nous avons alors réalisé deux générations de guides. Avec la première génération, nous avons pu mesurer les pertes intrinsèques avec une méthode dite Fabry-Pérot. Les pertes mesurées sont de l'ordre $\alpha_{intr} = 1.03 \pm 0.06 \text{ cm}^{-1}$, ce qui correspond à une finesse intrinsèque de $F = 92$. La seconde génération a été développée avec la tranchée et la possibilité de microfabriquer des fils d'or, sur le substrat en GaAs, pour le piégeage local des atomes dans la tranchée. La fabrication de cette tranchée consiste à retirer de la matière sur une largeur de $2 \mu\text{m}$ (selon l'axe du guide), une longueur de $20 \mu\text{m}$, et une profondeur de $9 \mu\text{m}$. L'optimisation de cette tranchée est particulièrement difficile, car à cause de son rapport de forme, il est difficile de retirer la matière sans abîmer ses parois. Avec ces guides nous n'avons malheureusement pas observé de résonance. Bien que les résultats soient encourageants, il reste encore un travail important avant que ces guides soient utilisés.

L'autre originalité de cette microcavité est la possibilité de microfabriquer des fils d'or

directement sur le substrat en GaAs pour piéger localement les atomes dans la tranchée. Nous avons montré qu'il est en effet possible de réaliser cela, bien que les résultats que nous avons obtenus pour la cavité montrent que les fils se décrochent au sein de la tranchée. Ces problèmes sont liés à une mauvaise insolation de la résine au fond de la tranchée. Par ailleurs, nous avons réalisé quelques guides désalignés l'un vis à vis de l'autre, et entre lesquels des fils d'or ont pu être fabriqués avec succès (Fig.5.25) ; et qui pourrait ouvrir la voie vers des puces opto-atomiques complètement intégrées.

Perspectives à court terme

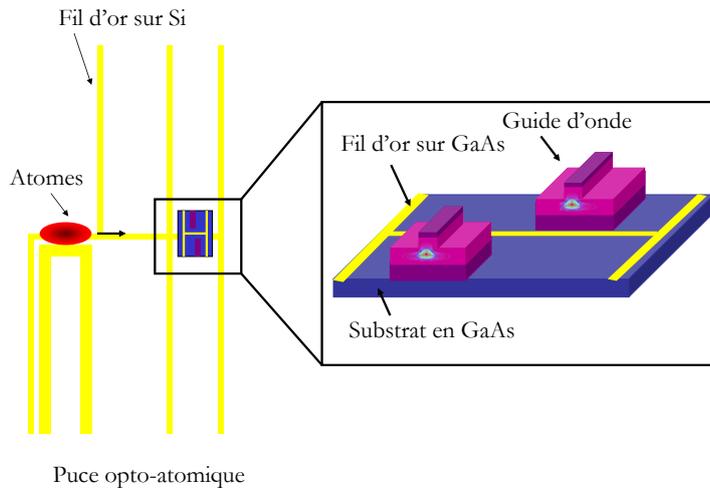


FIGURE 5.24 – Schéma de principe du projet opto-puce à court terme. Le principe est quasiment le même que le projet initial, sauf au niveau de la zone de détection qui est composée d'un substrat de GaAs qui contient des guides désalignés entre eux. Les atomes sont chargés au dessus de la puce atomique et sont transportés dans la zone de détection prévue pour placer la cavité intégrée sur un guide d'onde. A ce niveau, les atomes sont excités à l'aide d'un guide d'onde. Les atomes sont piégés localement en face d'un système de guides désalignés entre eux. Les photons émis spontanément seront collectés et détectés à l'aide d'un système de détection en régime de comptage de photons (non représenté sur la figure).

La première étape est d'envisager une expérience de détection d'atomes par fluorescence. Cette étape intermédiaire consiste non pas à utiliser une cavité mais à se servir d'un guide d'onde optique pour exciter les atomes. Les guides ne seraient pas disposés l'un en face de l'autre, mais désalignés par construction (Fig.5.24). Les atomes seront piégés localement en face du guide d'onde grâce au champ magnétique créé par des fils micro-fabriqués sur le substrat en GaAs (Fig.5.25). Ils seront excités par un champ lumineux à résonance à l'aide d'un guide d'onde (Fig.5.26). Les atomes seront détectés en observant la fluorescence collectée par un ensemble de lentilles et une photodiode en régime de comptage de photons.

Le substrat en GaAs est collé sur le substrat de silicium de $100\ \mu\text{m}$, lui même collé sur la puce atomique (Fig.5.27(a)). Le guide est couplé par une fibre monomode qui est collée sur un substrat en silicium de $100\ \mu\text{m}$ d'épaisseur sur lequel on a évaporé de l'or (Fig.5.27(b)). Les fils sur le substrat en GaAs sont centrés par rapport aux fils d'or de la puce afin d'assurer un transfert efficace d'atomes dans le piège local. Les fils sur le GaAs sont connectés à la puce via deux fils soudés par la technique de *wire bonding*. Bien que la

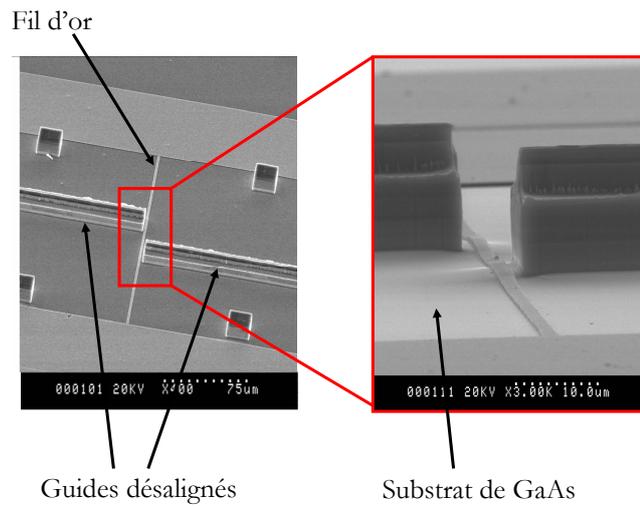


FIGURE 5.25 – Résultat de la fabrication de guides désalignés avec un fil d'or micro-fabriqués sur le substrat de GaAs. La fabrication du fil sur un système de guides désalignés semble plus simple à réaliser car l'insolation se fait sur une zone dégagée et les fils ne présentent donc pas de décrochement.

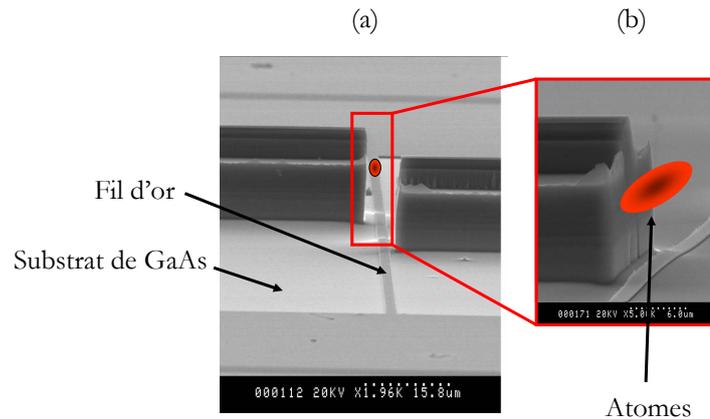


FIGURE 5.26 – La figure (a) montre schématiquement le piégeage d'un nuage d'atomes froids en face d'un guide optique. Les atomes seront confinés transversalement au fil. La figure (b) montre l'autre point de vue, les atomes seront confinés longitudinalement à l'aide des fils déposés le long du guide.

réflectivité en intensité de l'interface guide-air soit assez élevée $\mathcal{R} \approx 27\%$, et que les pertes par propagation dans les guides ainsi qu'à la jonction guide-fibre vont réduire fortement la transmission d'un signal lumineux, nous souhaitons tout de même essayer de détecter des atomes en les excitant de l'extérieur de l'enceinte par un faisceau résonant. Ainsi, les photons spontanés seront collectés par le guide. Enfin, ce système nous permettra de valider l'ensemble du dispositif expérimental, pour s'orienter à terme vers une détection avec la cavité.

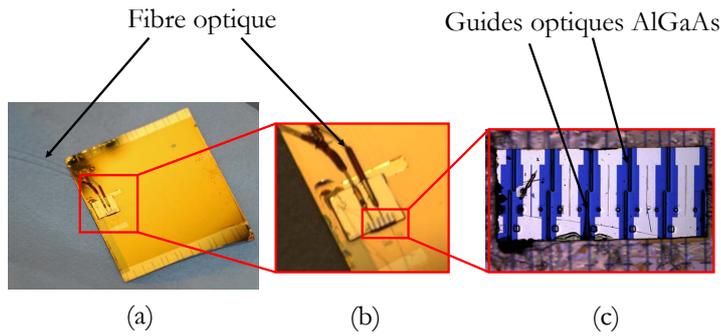


FIGURE 5.27 – (a) Photographie de l'opto-puce. (b) La fibre est collée sur un substrat de $100\ \mu\text{m}$ d'épaisseur en silicium recouvert d'une fine couche d'or. Cette fibre est couplée à un guide. (c) Substrat de GaAs sur lequel sont micro-fabriqués des guides d'ondes désalignés entre eux.

Perspectives à plus long terme

Une partie d'optimisation reste à faire sur le lissage de la tranchée. Par ailleurs, il serait envisageable d'optimiser la concentration en aluminium de $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ pour tenter de diminuer les pertes par propagation. Dans la mesure où nous disposons maintenant des outils de simulation et des modèles, il sera utile d'optimiser la géométrie de la cavité de sorte à limiter les pertes par diffraction. Après l'éventuelle détection d'atomes avec la cavité, il serait très intéressant d'utiliser la cavité pour détecter des petits flux d'atomes dans un gaz très allongé en régime 1 D par exemple. Les atomes sont alors très confinés radialement et dilués dans l'axe long du piège. Dans ce régime, seul un atome peut occuper un degré de liberté radial. Pour contrôler précisément leur déplacement vers la cavité, on pourrait utiliser un "tapis roulant" d'atomes [122, 123].

Le cheminement naturel est aussi de réaliser un condensat de Bose Einstein et de le faire interagir avec le champ intracavité [27]. Par la suite, nous pourrions alors imaginer d'implémenter quelques guides en parallèle pour détecter des atomes à différents endroits de la puce. Cette idée pourrait être utilisée pour détecter localement des atomes au niveau des bras d'un possible micro interféromètre atomique sur puce. Aussi, il serait très intéressant, dans la mesure où la fabrication des tranchées est bien maîtrisée, de creuser deux tranchées sur un même guide d'onde. Et si la finesse de la cavité est suffisamment grande pour entrer dans le régime de couplage fort, on pourrait imaginer une expérience qui consisterait à diviser un ensemble atomique en deux, puis de placer chacun des nuages dans une tranchée. Ainsi, on pourrait réaliser des expériences d'intrication des deux ensembles via leur couplage avec le champ intracavité [124, 125, 126].

Enfin, les guides que nous avons utilisés se prêtent bien à une implémentation des contacts électriques sur la couche tampon supérieure. Il serait alors possible, en injectant des porteurs de charges, de modifier localement l'indice effectif du mode. Cette technique permettra alors d'accorder finement et rapidement la cavité.

On ne peut s'empêcher de rêver de construire sur un même substrat une diode laser à $780\ \text{nm}$ qui injectera la microcavité, et que les photons transmis soient détectés par une photodiode. Nous atteindrions alors le Graal de la puce opto-atomique complètement intégrée.

Bibliographie

- [1] Steven Chu, Hollberg L., Bjorkholm J. E., Cable Alex, and Ashkin A. Three-dimensional viscous confinement and cooling of atoms by resonance radiation pressure. *Phys. Rev. Lett.*, 55(1) :48–51, 1985.
- [2] W. D. Phillips, J. V. Prodan, and H. J. Metcalf. Laser cooling and electromagnetic trapping of neutral atoms. *Journal of the Optical Society of America B Optical Physics*, 2 :1751–1767, November 1985.
- [3] J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji. Laser cooling below the doppler limit by polarization gradients : simple theoretical-models. *Soc. Am. B*, 6 :2023, 1989.
- [4] Paul D. Lett, Richard N. Watts, Christoph I. Westbrook, William D. Phillips, Philip L. Gould, and Harold J. Metcalf. Observation of atoms laser cooled below the doppler limit. *Phys. Rev. Lett.*, 61(2) :169–172, 1988.
- [5] M. H. Anderson, J. R. Ensher, M. R. Matthews, C. E. Wieman, and E. A. Cornell. Observation of Bose-Einstein condensation in a dilute atomic vapor. *Science*, 269, 1995.
- [6] Davis K. B., Mewes M. O., Andrews M. R., van Druten N. J., Durfee D. S., Kurn D. M., and W. Ketterle. Bose-Einstein condensation in a gas of sodium atoms. *Phys. Rev. Lett.*, 75(22) :3969–3973, Nov 1995.
- [7] C. C. Bradley C. A. Sackett J. J. Tollet and R. G. Hulet. Evidence of Bose-Einstein condensation in an atomic gas with attractive interactions. *Phys. Rev. Lett.*, 75 :1687, 1995.
- [8] J. D. Weinstein and K. G. Libbrecht. Microscopic magnetic traps for neutral atoms. *Phys. Rev. A.*, 52 :4004–9, 1995.
- [9] J. Reichel, W. Hänsel, and T. W. Hänsch. Atomic micromanipulation with magnetic surface traps. *Phys. Rev. Lett.*, 83(17) :3398–3401, Oct 1999.
- [10] M. Girardeau. *J. Math. Phys.*, 1 :516, 1960.
- [11] Toshiya Kinoshita, Trevor Wenger, and David S. Weiss. Observation of a one-dimensional tonks-girardeau gas. *Science*, 305(5687) :1125, Dec 2004.
- [12] B. Paredes, A. Widera, V. Murg, O. Mandel, S. Felling, I. Cirac, G. V. Shlyapnikov, T. W. Hnsch, , and Immanuel Bloch. Tonks-girardeau gas of ultracold atoms in an optical lattice. *Nature*, 429 :277–281, 2004.
- [13] J. Reichel and J. H. Thywissen. Using magnetic chip traps to study tonks-girardeau quantum gases. *J. Phys. IV France*, 116 :265, 2004.
- [14] J.B. Trebbia. *Etude de Gaz Quantiques Dégénérés Quasi-Unidimensionnels Confinés par une Micro-Structure*. PhD thesis, Université Paris XI, 2007.
- [15] Y. Lin I. Teper C. Chin and V. Vuletic. Impact of the casimir-polder potential and johnson noise on Bose-Einstein condensate stability near surface. *Phys. Rev. Lett.*, 92 :050404, 2004.

- [16] Cassettari, Donatella, Hessmo, Björn, Folman, Ron, Maier, Thomas, and Jörg Schmiedmayer. Beam splitter for guided atoms. *Phys. Rev. Lett.*, 85(26) :5483–5487, Dec 2000.
- [17] Hänsel W., Reichel J., Hommelhoff P., and Hänsch T. W. Magnetic conveyor belt for transporting and merging trapped atom clouds. *Phys. Rev. Lett.*, 86(4) :608–611, Jan 2001.
- [18] Ying-Ju Wang, Dana Z. Anderson, Victor M. Bright, Eric A. Cornell, Quentin Diot, Tetsuo Kishimoto, Mara Prentiss, R. A. Saravanan, Stephen R. Segal, and Saijun Wu. Atom michelson interferometer on a chip using a Bose-Einstein condensate. *Phys. Rev. Lett.*, 94(9) :090405, 2005.
- [19] Friedemann Reinhard. *Conception et construction d'une horloge atomique sur une "puce à atomes"*. PhD thesis, Université Paris 6, 2009.
- [20] Z. Hu et H. J. Kimble. Observation of a single atom in a magneto-optical. *Phys. Rev. Lett.*, 19 :1888, 1994.
- [21] M. R. Andrews M. O. Mewes N. J. Van Druten D. S. Durfee D. M. Kurn et W. Ketterle. Direct, nondestructive observation of a Bose condensate. *Science*, 84 :273, 1996.
- [22] V. Savalli G. Zs K. Horvath P. D. Featonby L. Cagnet N. Westbrook C. I. Westbrook et A. Aspect. Optical detection of cold atoms without spontaneous emission. *Opt. Lett.*, 24 :1552, 1999.
- [23] J. B. Fixler et M. A. Kasevich J. M. McGuirk, G. T. Foster. Low-noise detection of ultracold atoms. *Opt. Lett.*, 26 :354, 2001.
- [24] J. B. Fixler et M. A. Kasevich S. Kadlecek, G. T. Foster. Nondestructive spatial heterodyne imaging of cold atoms. *Opt. Lett.*, 26 :137, 2001.
- [25] M. S. Chapman et H. J. Kimble H. Mabuchi, Q. A. Turchette. Detection of individual atoms falling through a high-finesse optical cavity. *Opt. Lett.*, 21 :1393, 1996.
- [26] F. Brennecke T. Donner S. Ritter T. Bourdel M. Köhl et T. Esslinger. Cavity QED with a BoseEinstein condensate. *Nature*, 450 :268, 2007.
- [27] Y. Colombe T. Steinmetz G. Dubois F. Linke D. Hunger et J. Reichel. Strong atom-field coupling for BoseEinstein condensates in an optical cavity on a chip. *Nature*, 450 :272, 2007.
- [28] M. Wilzbach A. Haase M. Schwarz D. Heine K. Wicker X. Liu K.-H. Brenner S. Groth Th. Fernholz B. Hessmo and J. Schmiedmayer. Detecting neutral atoms on an atom chip. *Fortschr. Phys.*, 54 :746, 2006.
- [29] M. Wilzbach D. Heine S. Groth X. Liu T. Raub B. Hessmo J. Schmiedmayer. Simple integrated single-atom detector. *Opt. Lett.*, 34 :259, 2009.
- [30] P. Horak B. G Klappauf A. Haase R. Folman J. Schmiedmayer P. Domokos and E. A. Hinds. Possibility of single-atom detection on a chip. *Phys. Rev. A*, 67 :034806, 2003.
- [31] T. Steinmetz Y. Colombe D. Hunger T. W. Hänsch A. Balocchi R. J. Warburton et J. Reichel. Stable fiber-based fabry-pérot cavity. *Appl. Phys. Lett.*, 89 :111110, 2006.
- [32] M. Trupke J. Goldwin B. Darquié G. Dutier S. Eriksson J. Ashmore et E. A. Hinds. Atom detection and photon production in a scalable, open, optical microcavity. *Phys. Rev. Lett.*, 99 :063601, 2007.
- [33] X. Liu T. Raub B. Hessmo M. Wilzbach D. Heine S. Groth and J. Schmiedmayer. Simple integrated single-atom detector. *Opt. Lett.*, 34 :259–261, 2009.

- [34] van Enk S. J. and Kimble H. J. Single atom in free space as a quantum aperture. *Phys. Rev. A*, 61(5) :051802, Mar 2000.
- [35] W. H. Wing. On neutral particle trapping in quasistatic electromagnetic fields. *Prog. Quant. Electr.*, 8 :181, 1984.
- [36] Davis Kendall B., Mewes Marc-Oliver, Joffe Michael A., Andrews Michael R., and Ketterle Wolfgang. Evaporative cooling of sodium atoms. *Phys. Rev. Lett.*, 74(26) :5202–5205, Jun 1995.
- [37] G. Ferrari. *Piégeage simultané des isotopes fermionique et bosonique du lithium, étude théorique de la relaxation collisionnelle dans un gaz de Fermi dégénéré*. PhD thesis, Université Paris 6, 2000.
- [38] J. Schmiedmayer. A wire trap for neutral atoms. *Appl. Phys. B.*, 60 :169, 1995.
- [39] J. Fortagh. Miniaturized wire trap for neutral atoms. *Phys. Rev. Lett.*, 81 :5310–5313, 1998.
- [40] J. Denschlag. Guiding neutral atoms with a wire. *Phys. Rev. Lett.*, 82 :2014–2017, 1999.
- [41] A. Haase, D. Cassettari, B. Hessmo, and J. Schmiedmayer. Trapping neutral atoms with a wire. *Phys. Rev. A*, 64 :043405, 2001.
- [42] W. Hansel, P. Hommelhoff, T. W. Hansch, and J. Reichel. Bose-Einstein condensation on a microelectronic chip. *Nature*, 413 :498, 2001.
- [43] H. ott, J. Fortagh, G. Schlotterbeck, A. Grossmann, and C. Zimmermann. Bose-Einstein condensation in a surface microtrap. *Phys. Rev. Lett.*, 87 :230401, 2001.
- [44] S. Schneider, A. Kasper, Ch. vom Hagen, M. Bartenstein, B. Engeser, T. Schumm, I. Bar-Joseph, R. Folman, L. Feenstra, and J. Schmiedmayer. Bose-Einstein condensation in a simple microtrap. *Phys. Rev. Lett.*, 67 :023612, 2003.
- [45] S. Groth, P. Kruger, S. Wildermuth, R. Folman, T. Fernholz, D. Mahalu, I. Bar-Joseph, and J. Schmiedmayer. Atom chips : Fabrication and thermal properties. *Applied Physics Letters*, 85(14) :2980–2982, Oct 2004.
- [46] I. V. Gott M. S. Ioffe V. G. et Telkovskii. Some new results on confining of plasmas in a magnetic trap. *Nuclear Fusion Supplement*, 3, 1962.
- [47] David E. Pritchard. Cooling neutral atoms in a magnetic trap for precision spectroscopy. *Phys. Rev. Lett.*, 51(15) :1336–1339, Oct 1983.
- [48] C. Aussibal. *Réalisation d'un condensat de Bose-Einstein sur une microstructure*. PhD thesis, Université Paris Sud - Paris XI, 2003.
- [49] J. Reichel. Microchip traps and BoseEinstein condensation. *Appl. Phys. B*, 75 :469487, 2002.
- [50] J. Fortgh and C. Zimmermann. Magnetic microtraps for ultracold atoms. *Rev. Mod. Phys.*, 79 :235, 2007.
- [51] P. W. H. Pinkse T. Fischer P. Maunz T. Puppe et G. Rempe. How to catch an atom with single atoms. *J. Mod. Opt.*, 47 :2769, 2000.
- [52] J. Vukovic M. Lonar H. Mabuchi et A. Scherer. Design of photonic crystal microcavities for cavity qed. *Phys. Rev. E*, 65 :016608, 2001.
- [53] K. Srinivasan P. E Barclay M. Borselli et O. Painter. Optical-fiber-based measurement of an ultra small volume high-q photonic crystal microcavity. *Phys. Rev. Lett.*, 70 :081306, 2004.
- [54] M. L. Gorodetsky A. A. Savdenskov et V. S. Ilchenko. Ultimate q of microsphere resonators. *Opt. Lett.*, 21 :453, 1996.

- [55] D. W. Vernooy V. S. Ilchenko H. Mabuchi E. W. Streed et H. J. Kimble. High-q measurements of fused silica microspheres in the near infrared. *Opt. Lett.*, 23 :247, 1998.
- [56] D. W. Vernooy et H. J. Kimble. Quantum structure and dynamics for atom galleries. *Phys. Rev. A*, 55 :1239, 1997.
- [57] A. Doran X. Fan and H. Wang. High-q whispering gallery modes from a composite system of gaas quantum well and fused silica microsphere. *Appl. Phys. Lett.*, 73 :3190, 1998.
- [58] F. Treussart J. Hare L. Collot V. Lefèvre D. S. Weiss V. Sandoghdar J. M. Raimond S. Haroche. Quantized atomfield force at the surface of a microsphere. *Opt. Lett.*, 19 :1651, 1994.
- [59] Romain Long. *Couplage d'une microsphère accordable et d'une "puce à atomes". Vers des expériences "intégrées" d'électrodynamique quantique en cavité optique.* PhD thesis, Université Paris VI, 2003.
- [60] K. Srinivasan M. Borselli T. J Johnson P. E Barclay O. Painter A. Stintz et A. Krishna. Optical loss and lasing characteristics of high-quality-factor algaas microdisk resonators with embedded quantum dots. *Appl. phys. Lett.*, 86 :151106, 2005.
- [61] M. Borselli T. J Johnson O. Painter. Beyond the rayleigh scattering limit in high-q silicon microdisks : theory and experiment. *Optics Express*, 13 :1515, 2005.
- [62] E. L. Raab M. Prentiss A. Cable S. Chu and D. E. Pritchard. Trapping of neutral sodium atoms with radiation pressure. *Phys. Rev. Lett.*, 59 :2631, 1987.
- [63] S. Wildermuth, P. Krüger, C. Becker, M. Brajdic, S. Haupt, A. Kasper, R. Folman, and J. Schmiedmayer. Optimized magneto-optical trap for experiments with ultracold atoms near surfaces. *Phys. Rev. A*, 69(3) :030901, 2004.
- [64] A. Hemmerich C. Zimmermann and T. W. Hänsch. Compact source of coherent blue light. *Appl. Opt.*, 33 :988–991, 1994.
- [65] B. Ramsey D. P. Sharma R. Austin V. Gostilo V. Ivanov A. Loupilov A. Sokolov and H. Sipila. Preliminary performance of cdznte imaging detector prototypes. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 458 :55–61, 2001.
- [66] K. L. Moore T. P. Purdy K. W. Murch S. Leslie S. Gupta and D. M. Stamper-Kurn. Collimated single-pass atom source from a pulsed alkali metal dispenser for laser-cooling experiments. *Rev. Sci. Instr.*, 76 :023106, 2005.
- [67] J. Fortagh A. Grossmann T. W. Hänsch and C. Zimmermann. Fast loading of a magneto-optical trap from a pulsed thermal source. *J. Appl. Phys.*, 84 :6499, 1998.
- [68] U. D. Rapol A. Wasan and V. Natarajan. Loading of a *rb* magneto-optic trap from a getter source. *Phys. Rev. A*, 64(2) :023402, Jun 2001.
- [69] S. Bartalini I. Herrera L. Consolino L. Pappalardo N. Marino G. D'Arrigo and F. S. Cataliotti. Full characterization of the loading of a magneto-optical trap from an alkali metal dispenser. *Eur. Phys. J. D*, 36 :101–104, 2005.
- [70] P. F. Griffin K. J. Weatherill and C. S. Adams. Fast switching of alkali atom dispensers using laser-induced heating. *Rev. Sci. Instrum.*, 76 :093102, 2005.
- [71] E.R.I. Abraham and E. A. Cornell. Teflon feedthrough for coupling optical fibers into ultrahigh vacuum systems. *Applied Optics*, 37 :1762–1763, 1998.
- [72] D. L. Miller and N. T. Moshegov. All-metal ultrahigh vacuum optical fiber feedthrough. *J. Vac. Sci. Technol. A*, 19 :386–387, 2001.
- [73] C. Wieman and L. Hollberg. Using doide lasers for atom physics. *Rev. Sci. Instr.*, 62 :1, 1991.

- [74] L. Ricci M. Weidemüller T. Esslinger A. Hemmerich C. Zimmermann V. Vuletic W. König and T. W. Hänsch. A compact grating-stabilized diode laser system for atomic. *Opt. Comm.*, 117 :541, 1995.
- [75] G. Ferrari M. O. Mewes F. Schreck and C. Salomon. High-power multiple-frequency narrow-linewidth laser source based on a semiconductor tapered amplifier. *Optics Letters*, 24 :151–153, 1999.
- [76] R. A. Nyman G. Varoquaux B. Villier D. Sacchet F. Moron Y. Le Coq A. Aspect and P. Bouyer. Tapered-amplified antireflection-coated laser diodes for potassium and rubidium atomic-physics experiments. *Rev. Sci. Instrum.*, 77 :033105, 2006.
- [77] A. S. Arnold J. S. Wilson et M. G. Boshier. A simple extended cavity diode laser. *Rev. Sci. Inst.*, 69 :1236, 1998.
- [78] Pochi Yeh. *Optical Waves In Layered Media*. Wiley-Interscience, 1988.
- [79] M. C Teich E. A Saleh. *Fundamentals of Photonics*. 1991.
- [80] J. F. Lotspeich. Explicit general eigenvalue solutions for dielectric slab waveguides. *Applied Optics*, 14 :327–335, 1975.
- [81] Guillaume Herve-Gruyer. *Etude, Réalisation et Mesure de Guides Optiques Monomodes en Matériaux Semiconducteurs III-V*. PhD thesis, Université Paris XI, 1990.
- [82] S. Adachi. GaAsAlAs and $Al_xGa_{1-x}As$: material parameters for use in research and device applications. *J. Appl. Phys.*, 58 :R1, 1985.
- [83] P. van der Ziel and A. C. Gossard. Absorption, refractive index, and birefringence of AlAs – GaAs monolayers. *J. Appl. Phys.*, 48 :3018–3023, 1977.
- [84] SCHOOL = Université de Franche-Comté YEAR = 2001 N. Grossard, TITLE = Etude théorique et expérimentale dun convertisseur de polarisation intégré sur semiconducteur de type III-V. PhD thesis.
- [85] J. Hugonin and P. Lalanne. Perfectly matched layers as nonlinear coordinate transforms : a generalized formalization. *J. Opt. Soc. Am. A.*, 22 :1844–49, 2005.
- [86] H. B. G. Casimir and D. Polder. The influence of retardation on the london-van der waals forces. *Phys. Rev.*, 73 :360–372, 1948.
- [87] D. Tabor R. H. S. Winterton. Surface forces : Direct measurement of normal and retarded van der waals forces. *Nature*, 219 :1120–1121, 1968.
- [88] M. J. Sparnaay. Attractive forces between flat plates. *Nature*, 180 :334–335, 1957.
- [89] E. S. Sabisky and C. H. Anderson. Verification of the lifshitz theory of the van der waals potential using liquid-helium films. *Phys. Rev. A*, 7 :790–806, 1973.
- [90] B. V. Derjaguin Y. I. Rabinovich N. V. Churaev. Direct measurement of molecular forces. *Nature*, 272 :313–318, 1978.
- [91] W. Arnold, S. Hunklinger, and K. Dransfeld. Influence of optical absorption on the van der waals interaction between solids. *Phys. Rev. B*, 19(12) :6049–6056, Jun 1979.
- [92] S. K. Lamoreaux. Demonstration of the casimir force in the 0.6 to $6\mu m$ range. *Phys. Rev. Lett.*, 78(1) :5–8, Jan 1997.
- [93] S. K. Lamoreaux. Erratum : Demonstration of the casimir force in the 0.6 to $6\mu m$ range [phys. rev. lett. 78, 5 (1997)]. *Phys. Rev. Lett.*, 81(24) :5475–5476, Dec 1998.
- [94] U. Mohideen and R. Anushree. Precision measurement of the casimir force from 0.1 to $0.9\mu m$. *Phys. Rev. Lett.*, 81(21) :4549–4552, Nov 1998.

- [95] R. Anushree, L. Chiung-Yuan, and U. Mohideen. Improved precision measurement of the casimir force. *Phys. Rev. D*, 60(11) :111101, Nov 1999.
- [96] B. W. Harris, F. Chen, and U. Mohideen. Precision measurement of the casimir force using gold surfaces. *Phys. Rev. A*, 62(5) :052109, Oct 2000.
- [97] T. Ederth. Template-stripped gold surfaces with 0.4-nm rms roughness suitable for force measurements : Application to the casimir force in the 20–100-nm range. *Phys. Rev. A*, 62(6) :062104, Nov 2000.
- [98] H. B. Chan V. A. Aksyuk R. N. Kleiman D. J. Bishop and F. Capasso. Quantum mechanical actuation of microelectromechanical systems by the casimir force. *Science*, 9(291) :1941–1944, 2001.
- [99] G. Bressi, G. Carugno, R. Onofrio, and G. Ruoso. Measurement of the casimir force between parallel metallic surfaces. *Phys. Rev. Lett.*, 88(4) :041804, Jan 2002.
- [100] H. Gies and K. Klingmüller. Casimir edge effects. *Phys. Rev. Lett.*, 97 :220405, 2006.
- [101] T. Emig, A. Hanke, R. Golestanian, and M. Kardar. Probing the strong boundary shape dependence of the casimir force. *Phys. Rev. Lett.*, 87(26) :260402, Dec 2001.
- [102] C. Genet, A. Lambrecht, and S. Reynaud. Temperature dependence of the casimir effect between metallic mirrors. *Phys. Rev. A*, 62(1) :012110, Jun 2000.
- [103] J. F. Babb, G. L. Klimchitskaya, and V. M. Mostepanenko. Casimir-polder interaction between an atom and a cavity wall under the influence of real conditions. *Phys. Rev. A*, 70(4) :042901, Oct 2004.
- [104] I. Brevik, J. B Aarseth, J. S. Høyve, and K. A. Milton. Temperature dependence of the casimir effect. *Phys. Rev. E*, 71(5) :056101, May 2005.
- [105] A. Landragin, J. Y. Courtois, G. Labeyrie, N. Vansteenkiste, C. I. Westbrook, and A. Aspect. Measurement of the van der waals force in an atomic mirror. *Phys. Rev. Lett.*, 77(8) :1464–1467, Aug 1996.
- [106] F. Shimizu. Specular reflection of very slow metastable neon atoms from a solid surface. *Phys. Rev. Lett.*, 86(6) :987–990, Feb 2001.
- [107] V. Druzhinina and M. DeKieviet. Experimental observation of quantum reflection far from threshold. *Phys. Rev. Lett.*, 91(19) :193202, Nov 2003.
- [108] D. M Harber, J. M Obrecht, J. M McGuirk, and E. A Cornell. Measurement of the casimir-polder force through center-of-mass oscillations of a Bose-Einstein condensate. *Phys. Rev. A*, 72(3) :033610, Sep 2005.
- [109] J. M. Obrecht R. J. Wild M. Antezza L. P. Pitaevskii S. Stringari and E. A. Cornell. Experimental observation of quantum reflection far from threshold. *Phys. Rev. Lett.*, 98 :063201, 2007.
- [110] Anthony Siegman. *Lasers*. University Science Books, 1990.
- [111] Fei Zhou and Larry Spruch. van der waals and retardation (casimir) interactions of an electron or an atom with multilayered walls. *Phys. Rev. A*, 52(1) :297–310, Jul 1995.
- [112] J. Estève. *Du miroir au guide d'onde atomique : effets de rugosité*. PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2004.
- [113] E. Silberstein. *Généralisation de la méthode modale de Fourier aux problèmes de diffraction en optique intégrée. Application aux convertisseurs modaux par ingénierie des modes de Bloch*. PhD thesis, Université Paris VI, 2002.
- [114] Alain Aspect Claude Fabre, Gilbert Grynberg. *Introduction aux lasers et à l'optique quantique*. Ellipses Marketing, 1997.

- [115] S. Mias Ph. Lalanne and J. Hugonin. Two physical mechanisms for boosting the quality factor to cavity volume ratio of photonic crystal microcavities. *Optics Express*, 12 :458–467, 2004.
- [116] B. Lev. Fabrication of micro-magnetic traps for cold neutral atoms. *Quantum Information and Computation*, 3 :450, 2003.
- [117] S. Du M. B. Squires Y. Imai L. Czaia R. A. Saravanan V. Bright J. Reichel T. W. Hänsch and D. Z. Anderson. Atom-chip Bose-Einstein condensation in a portable vacuum cell. *Phys. Rev. A*, 70 :053606, 2004.
- [118] C. L. Garrido Alzar J. Armijo and I. Bouchoule. Thermal properties of aln-based atom chips. *arXiv :0906.2880v1*, 2009.
- [119] Thorsten Schumm. *Bose-Einstein condensates in magnetic double well potentials*. PhD thesis, Laboratoire Charles Fabry de l’Institut d’Optique, 2005.
- [120] C. Henkel and M. Wilkens. Heating of trapped atoms near thermal surfaces. *Europhys. Lett.*, 47 :414–420, 1999.
- [121] C. Henkel S. Pötting M. Wilkens. Loss and heating of particles in small and noisy traps. *Appl. Phys. B*, 69 :379387, 1999.
- [122] W. Hansel, J. Reichel, P. Hommelhoff, and T. W. Hansch. Magnetic conveyor belt for transporting and merging trapped atom clouds. *Phys. Rev. Lett.*, 86(4) :608–611, 2001.
- [123] R. Long T. Rom W. Hnsel T. W. Hnsch et J. Reichel. Multiatom and resonant interaction scheme for quantum state transfer and logical gates between two remote cavities via an optical fiber. *European Physical Journal D*, 35 :125–133, 2005.
- [124] A. Sørensen S. and K. Mølmer. Measurement induced entanglement and quantum computation with atoms in optical cavities. *Phys. Rev. Lett.*, 91(9) :097905, Aug 2003.
- [125] J. I. Cirac, P. Zoller, H. J. Kimble, and H. Mabuchi. Quantum state transfer and entanglement distribution among distant nodes in a quantum network. *Phys. Rev. Lett.*, 78(16) :3221–3224, Apr 1997.
- [126] Zhang qi Yin and Fu li Li. Multiatom and resonant interaction scheme for quantum state transfer and logical gates between two remote cavities via an optical fiber. *Phys. Rev. A*, 75 :012324, 2007.