



**HAL**  
open science

# Fonctions optiques robustes dans des structures de guides d'onde : liens avec des phénomènes quantiques

Rim Alrifai

► **To cite this version:**

Rim Alrifai. Fonctions optiques robustes dans des structures de guides d'onde : liens avec des phénomènes quantiques. Physique [physics]. Université de Lorraine, 2022. Français. NNT : 2022LORR0087 . tel-03844791

**HAL Id: tel-03844791**

**<https://hal.univ-lorraine.fr/tel-03844791>**

Submitted on 9 Nov 2022

**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.



## AVERTISSEMENT

Ce document est le fruit d'un long travail approuvé par le jury de soutenance et mis à disposition de l'ensemble de la communauté universitaire élargie.

Il est soumis à la propriété intellectuelle de l'auteur. Ceci implique une obligation de citation et de référencement lors de l'utilisation de ce document.

D'autre part, toute contrefaçon, plagiat, reproduction illicite encourt une poursuite pénale.

Contact bibliothèque : [ddoc-theses-contact@univ-lorraine.fr](mailto:ddoc-theses-contact@univ-lorraine.fr)

## LIENS

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 122. 4

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 335.2- L 335.10

[http://www.cfcopies.com/V2/leg/leg\\_droi.php](http://www.cfcopies.com/V2/leg/leg_droi.php)

<http://www.culture.gouv.fr/culture/infos-pratiques/droits/protection.htm>



**UNIVERSITÉ  
DE LORRAINE**

**Ecole Doctorale C2MP  
Laboratoire LMOPS**

**Thèse**

**Présentée et soutenue publiquement pour l'obtention du titre de**

**DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE LORRAINE**

**Mention : Physique**

par **Rim ALRIFAI**

**Sous la direction de Germano MONTEMEZZANI**

**Fonctions optiques robustes dans des structures de guides d'onde:  
liens avec des phénomènes quantiques**

14 février 2022

**Membres du jury :**

<b>Directeur de thèse :</b>	<b>M. Germano MONTEMEZZANI</b>	<b>Professeur, Université de Lorraine, Metz (F)</b>
<b>Co-Directrice de thèse :</b>	<b>Mme Virginie CODA</b>	<b>Maître de conférences, Université de Lorraine, Metz (F)</b>
<b>Président de jury :</b>	<b>Mme Delphine WOLFERSBERGER</b>	<b>Professeur, CentraleSupélec, Metz (F)</b>
<b>Rapporteurs :</b>	<b>Mme Stefania RESIDORI</b>	<b>Directrice de recherche, CNRS, Université de Nice Sophia Antipolis, Valbonne (F)</b>
	<b>M. Mathieu CHAUVET</b>	<b>Professeur, Université de Bourgogne Franche-Comté, Besançon (F)</b>
<b>Examineurs :</b>	<b>M. Marco BAZZAN</b>	<b>Assistant Professeur, Università di Padova (Italie)</b>



## Résumé

La propagation d'ondes dans des guides optiques couplés et la dynamique de transfert de population dans des systèmes quantiques composés de niveaux discrets couplés possèdent un formalisme mathématique commun via l'équation de Schrödinger. Une telle analogie permet un enrichissement mutuel de ces deux domaines, tant théoriquement qu'expérimentalement. D'une part, des phénomènes complexes de physique quantique peuvent être transposés dans le domaine optique, où les expériences sont plus généralement plus simples et accessibles. D'autre part, les modèles théoriques de l'un des domaines peuvent être traduits dans l'autre pour concevoir, par exemple, des dispositifs présentant des fonctionnalités étendues. Dans ce contexte, l'élément moteur de cette thèse est l'analogie entre les systèmes quantiques robustes qui présentent une évolution adiabatique et des systèmes de guides d'onde adiabatiques correspondants. En optique, la robustesse se traduit par une tolérance fortement accrue en termes de sensibilité à la longueur d'onde (achromaticité), à la température ou aux perturbations et imperfections des guides.

Les travaux antérieurs issus de notre laboratoire, portant sur ces analogies, ont traité de guides d'onde monomodes uniquement, et n'ont pas considéré la propagation possible des deux modes de polarisation orthogonale. Aussi, nous élargissons, dans cette thèse, ces travaux afin d'obtenir un séparateur de polarisation large bande intégré, ainsi qu'un convertisseur de modes large bande. Les systèmes étudiés sont composés de trois guides d'onde couplés où les guides latéraux sont courbés selon une évolution adiabatique. De plus, nous considérons un troisième système où une dissipation du guide central permet d'obtenir une répartition de puissance ultra-large bande, tout en s'affranchissant des contraintes d'évolution adiabatique, dans ce système de guides rectilignes et constants.

Les diviseurs de faisceaux polarisants intégrés jouent un rôle important dans de nombreux dispositifs photoniques intégrés où la manipulation de la polarisation de la lumière est nécessaire. Des efforts importants sont menés pour rendre une telle fonctionnalité aussi large bande que possible. Aussi, je propose dans cette thèse, une configuration à trois guides d'onde avec des indices de réfraction anisotropes du cœur, ou de la gaine, qui s'inspire du phénomène quantique de STIRAP (STImu-

lated Raman Adiabatic Passage). Cette étude montre qu'un rapport d'anisotropie de 5 (rapport entre les contrastes d'indice de réfraction des ondes TM et TE pour des contrastes d'indice modérés de  $\approx 10^{-3}$ ) est suffisant pour séparer efficacement les deux polarisations sur une gamme spectrale d'environ 350 nm autour de la longueur d'onde centrale à 1550 nm. La bande passante d'un tel PBS augmente avec le rapport d'anisotropie et la longueur d'onde centrale peut être ajustée en modifiant les paramètres des guides.

Par ailleurs, l'un des moyens actuellement envisagé pour augmenter la capacité des systèmes de télécommunications optiques repose sur le multiplexage spatial, où chaque canal est transmis sur un mode spatial différent d'une fibre optique multimode. Cette approche nécessite des éléments capables de multiplexer ou de démultiplexer les modes en les séparant ou en les convertissant. Là encore, un système adiabatique à trois guides d'onde peut être mis à profit pour concevoir une conversion entre un mode d'ordre supérieur et le mode fondamental (ou le contraire) sur une large gamme spectrale. Ce dispositif peut à nouveau être analogue au processus STIRAP quantique, mais également être analogue au phénomène d'élimination adiabatique. Dans ce dernier cas, le guide d'onde central est fortement désaccordé avec les deux autres.

Comme mentionné ci-dessus, contrairement aux deux autres, le troisième système étudié dans cette thèse ne repose pas sur des guides d'onde à évolution adiabatique mais est analogue à un système quantique non hermitien, où le transfert de population s'effectue via un état intermédiaire dissipatif. Ici les trois guides d'onde sont parallèles et le guide central présente des pertes importantes. Cela conduit à une division de puissance à ultra-large bande en contrepartie d'une perte globale de 50% (pour un diviseur puissance symétrique entre les deux ports de sortie). L'absence d'évolution adiabatique permet des systèmes plus compacts, en particulier si le guide d'onde central est un guide plasmonique.

Les trois systèmes étudiés dans cette thèse montrent le potentiel fort des approches s'inspirant des phénomènes quantiques pour la photonique, où des fonctionnalités robustes, polyvalentes et larges bandes sont requises. De tels dispositifs peuvent être utilisés en premier lieu en photonique intégrée classique, mais leur utilisation pour la manipulation de photons uniques en optique quantique représente également une perspective intéressante.



---

## Abstract

Wave propagation in coupled optical waveguides and population dynamics in quantum systems composed of coupled discrete levels share a common mathematical formalism related to the underlying Schrödinger equation. Such an analogy permits a useful “cross-fertilization” between these two fields, both theoretically and experimentally. On one hand, complex phenomena in quantum physics can be simulated in the optical domain, where experiments are easier. On the other hand, theoretical constructs for one of the domains can be translated into the other in order to achieve, for instance, better functionalities for specific devices. In the context of this thesis the key element role is played by the relation between robust adiabatically evolving quantum systems and corresponding adiabatically evolving waveguide systems. In the optics case the robustness reflects in a strongly increased tolerance with respect to changes in wavelength (achromaticity), temperature, or unwanted variations in the waveguide parameters.

Earlier works in our laboratory in the context of the above analogy were related to waveguides allowing propagation of the fundamental mode only and did not consider the possible propagation of both orthogonal polarization modes. In the present thesis we fill this gap by discussing ways for achieving broadband polarization separation as well as broadband mode conversions. The investigated systems are composed of three coupled waveguides with a spatial adiabatic evolution. In addition, we consider a third system where a dissipation in one of three waveguides allows to achieve ultra-broadband power splitting despite for the absence of any adiabatic evolution of the waveguide parameters.

Integrated polarization beam splitters (PBS) play a significant role in many integrated photonic devices where the polarization state of light requires manipulation and important efforts are under way to make such a functionality as broadband as possible. Our proposal in this context involves a three-waveguides configuration with anisotropic refractive index either in the core or in the cladding and is inspired by the quantum STIRAP process (STImulated Raman Adiabatic Passage). Our analysis shows that an anisotropy ratio of 5 (ratio between the refractive index contrasts for the TM and TE waves) is sufficient for separating efficiently the two polariza-

tions over a spectral range of  $\approx 350$  nm around the 1550 nm central wavelength. The bandwidth of such PBS increases by increasing the anisotropy factor and the central wavelength can be adjusted by modifying the waveguide parameters.

One of the ways presently envisaged for increasing the nearly saturated capacity of optical telecommunication systems relies on space division multiplexing, where signals are transmitted on different spatial modes of a multimode optical fiber. This kind of approach requires elements capable of demultiplexing the modes by separating and converting them. Our proof of concept in this context is based again on an adiabatic three-waveguide systems and permits conversion between a higher order mode and the fundamental mode (or vice-versa) over a wide spectral range of the order of 250 nm. The underlying waveguide design is again analogous to the above quantum STIRAP process or in alternative to Adiabatic Elimination (AE) in which case the central waveguide is strongly detuned from the two others.

As mentioned above, unlike the two others, the third system studied in this thesis does not rely on adiabatically evolving waveguides but is related to the behavior of non-Hermitian quantum systems, specifically to quantum population transfer through a decaying intermediate state. Our approach is based on three parallel waveguides of which the central one is highly dissipating. It leads to ultra-broadband power division that has to be paid by a 50% overall loss if equal power is wished in the two output ports. Here the absence of the slow adiabatic variation allows for more compact systems, especially if the central waveguide is of the plasmonic type.

The three systems that are discussed in this thesis show the great potential of quantum-inspired approaches for robust photonics, where tolerant, versatile and broadband functionalities are required. While devices of this kind may be used principally in classical integrated photonics, their use for single photon management in quantum optics also represents an attractive perspective.

# Table des matières

## 13 | Introduction

## 19 | Chapitre 1 Optique guidée et analogie optique quantique

- 1.1 Introduction à l'optique guidée 19
  - 1.1.1 Modes dans un guide d'onde planaire 22
  - 1.1.2 Condition de guidage 22
  - 1.1.3 Forme transverse des modes 28
  - 1.1.4 Couplage optique, théorie des modes couplés 31
- 1.2 Analogie optique-quantique 44
  - 1.2.1 Introduction 44
  - 1.2.2 Principe du STIRAP 45
  - 1.2.3 Analogie avec un réseau de trois guides d'onde et un système d'états quantiques 51
  - 1.2.4 Conclusion 54

## 55 | Chapitre 2 Séparateurs de faisceaux intégrés

- 2.1 Introduction 55
- 2.2 Séparateurs de faisceaux 56
  - 2.2.1 Séparateurs de puissance 57
  - 2.2.2 Séparateurs de faisceaux polarisants 59
  - 2.2.3 Séparateurs de modes 64
- 2.3 Réalisation des dispositifs 68
  - 2.3.1 Matériaux 68
  - 2.3.2 Techniques de fabrication 70

2.4 Conclusion 72

## 73 | Chapitre 3 Diviseur de faisceaux polarisants

- 3.1 Introduction 73
- 3.2 Théorie 75
- 3.3 Diviseur de faisceaux polarisants large bande 79
- 3.4 Discussion 87
- 3.5 Conclusion 90

## 91 | Chapitre 4 Convertisseur de modes

- 4.1 Introduction 91
- 4.2 Théorie 92
- 4.3 Exemples de convertisseurs de mode basés sur le STIRAP et l'EA 97
- 4.4 Analyse spectrale 105
- 4.5 Conclusion 111

## 113 | Chapitre 5 Diviseur de puissance dissipatif

- 5.1 Introduction 113
- 5.2 Théorie et simulations 114
- 5.3 Exemples, Comportement spectral 121
- 5.4 Discussion 126
- 5.5 Conclusion 130

## 131 | Conclusion

## 137 | Annexe A Constante de couplage

- A.1 Calcul de la constante de couplage pour des ondes polarisées TM 137
  - A.1.1 Calcul de  $\cos(hW)$  et  $\sin(hW)$  139

A.2 Discussion 145

**149** | Annexe B  
**Publications et conférences**

B.1 Publications 149

B.2 Conférences 149

**151** | Bibliographie



## Remerciements

Mes remerciements s'adressent en premier lieu à mes directeurs de thèse, Virginie Coda et Germano Montemezzani, pour le temps qu'ils m'ont consacré tout au long de la thèse, pour leur accompagnement mais également pour l'indépendance et la confiance qu'ils m'ont accordées. Je serai éternellement reconnaissante pour la perspicacité et l'expertise qu'ils ont partagées avec moi et, surtout, de me fournir une occasion de cultiver mes compétences en recherche. Merci infiniment à eux pour toute l'aide qu'ils m'ont apportées et pour leur patience, leur compréhension, leur bienveillance et leurs encouragements. Je m'estime particulièrement chanceuse de les avoir.

Je porte une grande appréciation à notre collaborateur, le professeur Andon A. Rangelov, pour ses idées, ses discussions, également pour ses corrections et ses commentaires précieux.

Je tiens également à remercier David Chapron et Jean Paul Salvestrini pour avoir constitué mon comité de thèse durant cette période. Merci pour votre temps, vos conseils et vos précieuses remarques.

Merci à Nacera pour sa bonne amitié et son formidable sourire. Merci pour ta hyper gentillesse, pour ton sourire, tes encouragements. Merci également à Hassan, Mohammadou, Sarah, Khaoula, Amal, Sadaqat, Christelle, Jean, Nawel, Rawdha et tous les autres doctorants pour leurs précieuses amitiés. Bon courage aux futurs docteurs. Merci pour votre bonne humeur, votre gaieté, votre gentillesse et votre support.

Un grand merci pour ma famille, c'est grâce à vous que je suis arrivée là. Merci à ma maman pour son aide et son support. Mon père, je te remercie pour ton support et ta confiance en moi. Merci d'être un tendre père à qui on peut s'adresser quel que soit le sujet. Merci de m'offrir toutes les chances. Merci de m'aider à réaliser mon but dès mon enfance. Mes sœurs, merci pour votre support et votre écoute. Merci à vous tous, ma tendre famille, je suis très chanceuse de vous avoir.

J'adresse mes remerciements maintenant à Fatima Zohra. Je te remercie d'être plus qu'une amie pour moi. Merci d'être comme une sœur, merci de m'écouter toujours à n'importe quelle heure. Merci de m'avoir accompagnée ces dernières années. Merci pour ton sourire, ta bonne humeur, ta confiance en moi. Merci pour ton aide

dans les moments où j'en avais besoin, merci d'être une très bonne collègue.

Merci à ma chère amie Farah qui a toujours été à mes côtés quand j'avais besoin d'elle. Cette personne me rend heureuse rien qu'en lui parlant et me donne toute l'énergie nécessaire pour continuer. Merci pour chaque moment de tristesse, de joie et d'espoir que nous avons vécu ensemble, de m'avoir motivée, encouragée et soutenue.

Je tiens à remercier mon frère Nassim qui était fier de moi, de mon mari et de nos succès, qui n'hésite pas à nous aider et à nous servir. Je te souhaite le meilleur.

Je tiens également à remercier mon cher ami Melhem qui a partagé avec moi les moments beaux et difficiles, et qui a enduré mes sautes d'humeur, et qui a essayé de m'aider et de me soutenir de diverses manières. Tu es une personne merveilleuse qui mérite tout ce qui est beau dans ce monde.

Je tiens également à remercier mon cher mari qui a toujours été à mes côtés qui m'a soutenue et supportée dans mes moments difficiles. Mon mari qui m'a accompagnée depuis le début, qui m'a toujours encouragée à poursuivre ma carrière. C'est mon idole et j'espère toujours puiser dans son énergie positive. Merci de m'apprendre la patience et l'espoir pour arriver au bout. Je te remercie pour ton grand amour qui a changé ma vie il y a plus de dix ans. Merci pour ta sincérité, ta fidélité et ta belle nature.

Bien sûr, je n'oublierai pas ma fille Aline qui était avec moi à chaque instant, qui a enduré mon éloignement et ma préoccupation pour elle. Je voudrais lui dire que je l'aime beaucoup et que je lui offre ce travail.

## Introduction

Les analogies sont en général des similitudes partielles entre différentes situations, capables de fournir une bonne compréhension des deux cas tout en ouvrant souvent la porte à des nouvelles découvertes. Des analogies reliant différents domaines de la physique ont été mises en avant depuis longtemps, ce qui a contribué à la progression et au développement de la physique jusqu'à nos jours.

Par exemple, il existe une analogie classique-classique entre la mécanique et l'électricité [1], entre les forces inertielles et l'électromagnétisme [2], ou encore entre l'équilibre d'une corde et les rayons lumineux géométriques [3]. Il existe aussi des analogies quantique-quantique. Par exemple, les corrélations croisées dans une jonction chaotique point-supraconducteur et son analogue électronique de l'effet Hanbury-Brown-Twiss en optique quantique [4]. Enfin, ils existent des analogies classique-quantique qui sont considérées comme une source de compréhension des concepts physiques de base. Les analogies entre les phénomènes se produisant dans deux systèmes physiques différents ouvrent une voie pour trouver de nouveaux effets ou pour obtenir des nouvelles solutions techniques ou des dispositifs. Elles aident bien souvent à mieux comprendre les deux systèmes.

Parmi les effets qui ont une analogie classique, on peut citer l'inhibition cohérente de l'effet tunnel d'une particule quantique dans un potentiel bistable entraîné et le contrôle de la désactivation d'états en mécanique quantique (dynamique quantique de Zeno) [5, 6, 7], la stabilisation adiabatique d'atomes dans les champs laser ultra-puissants et le transfert de population dans des systèmes atomiques pilotés par laser, les oscillations de Bloch et l'effet tunnel de Zener [8], la localisation dynamique, ainsi que la localisation d'Anderson [9, 10, 11].

Autres analogies ont été mise en évidence, comme par exemple celle entre la théorie quantique d'un photon unique [12, 13] et la mécanique classique de ce photon, l'analogie entre l'optique géométrique et la dynamique de particules newtoniennes, ou encore le fait que le principe variationnel de Fermat en optique est équivalent au principe de la moindre action de la mécanique newtonienne [14].

Au cours des dernières décennies, les guides d'onde optiques et autres structures ont fourni un outil de laboratoire extrêmement riche pour visualiser avec des ondes optiques les analogues classiques d'une grande variété de phénomènes quantiques cohérents rencontrés en physique atomique, moléculaire ou de la matière condensée [15].

Les analogies entre les théories physiques classiques et les phénomènes quantiques révèlent le fait que des formalismes mathématiques similaires s'appliquent à des phénomènes qui ne peuvent être liés à première vue et sont a priori conceptuellement différents. Le rôle des mathématiques est crucial, car l'essence de l'analogie réside dans le fait que des systèmes complètement différents peuvent être modélisés par des équations mathématiques similaires, dévoilant une unité cachée dans la nature, au-delà de son apparente diversité.

Dans cette thèse, on s'intéresse à la similitude mathématique bien connue entre l'équation de Schrödinger et l'équation de Helmholtz paraxiale, et par suite, la similitude entre un système quantique à plusieurs niveaux et son homologue optique. Une particulière attention ira à la relation entre le phénomène du STIRAP (STImulated Raman Adiabatic Passage) quantique et la propagation de la lumière dans un système de trois guides d'onde. Le STIRAP peut avoir lieu dans un système quantique formé de trois états discrets. Il consiste en un transfert de population d'un état initial vers un état cible ayant lieu sans peupler l'état intermédiaire. Les différents états sont couplés en résonance par des impulsions laser ayant des fréquences de Rabi  $\Omega$ . Son analogue, en optique classique, consiste en un transfert de la lumière d'un guide d'injection vers un guide cible en laissant le moins de traces dans un guide intermédiaire. En effet, un état quantique est analogue à un mode dans un guide d'onde optique, les fréquences de Rabi sont analogues aux constantes de couplages entre les guides d'onde et la coordonnée temporelle du système quantique traduit en coordonnée spatiale en optique guidée.

Des études basées sur cette analogie ont démarré au laboratoire LMOPS dans le cadre des thèses de Charles Ciret [16] et Hassan Oukraou [17]. Charles Ciret a étudié des analogies optiques de multiples passages adiabatiques Raman STImulés (Multi-STIRAP). Il a aussi discuté l'analogie entre des systèmes de guides dédiés et les effets Autler-Townes et de Transparence induite électromagnétiquement (EIT) [18, 19, 20]. Ces études ont conduit à la réalisation de séparateurs multifaisceaux achromatiques planaires et au transfert de lumière adiabatique à large bande. Hassan Oukraou a étudié des systèmes de guides d'onde couplés robustes et achromatiques inspirés des systèmes quantiques couplés désaccordés en évolution adiabatique.

tique. Il a étudié principalement la modulation du désaccord de phase tout le long de la propagation et le transfert de la lumière par élimination adiabatique [21, 22].

Dans cette thèse, j'étudie des concepts pour des séparateurs de faisceaux robustes et à large bande spectrale autour de 1550nm, ce qui les rends utiles dans le domaine de télécommunication. A différence des travaux précédents, nous considérons des systèmes pouvant accueillir des polarisations différentes (TE et TM) et des modes d'ordre supérieur. Le premier système étudié concerne un séparateur de faisceau polarisant, basé sur le transfert adiabatique de la lumière et capable de séparer les deux polarisations TE/TM de la lumière sur une large bande spectrale dans une configuration de trois guides d'onde anisotropes.

Le second système est un convertisseur de modes basé sur l'élimination adiabatique ou le STIRAP capable de transformer un mode d'ordre supérieur en un mode fondamental et vice-versa. Le processus d'élimination adiabatique de la physique quantique consiste à éliminer les états intermédiaires dans un système couplé à  $N$  états en raison du fort désaccord des états intermédiaires. Ainsi le système à  $N$  états est réduit à un système efficace à deux états [23]. Cette approche trouve une analogie dans les structures de guides d'onde dans lesquelles les guides d'onde intermédiaires sont éliminés en introduisant un fort désaccord entre leurs constantes de propagation et celles des guides d'onde externes. Cela conduit à un transfert de lumière fortement achromatique entre les guides d'onde externes.

Le dernier système est un diviseur de puissance basé sur la dissipation de la lumière au centre de trois guides d'onde parallèles qui permet d'obtenir une division de faisceau ultra large bande avec une perte globale de 3 dB. Contrairement aux deux précédents, ce système ne nécessite aucune évolution adiabatique lente des paramètres du guide d'onde. L'approche est directement liée au transfert de population quantique à travers un état intermédiaire subissant des pertes dissipatives.

Ce manuscrit est organisé comme suit. Le premier chapitre rappelle la base théorique de la propagation de la lumière dans les structures des guides d'onde couplés. Les modes de guide d'onde de type planaire sont rappelés et le couplage de la lumière entre les guides d'onde voisins est discuté. Ceci est fait sur la base de la théorie des modes couplés, qui représente l'élément de base pour l'analogie avec les systèmes quantiques correspondants. Dans la seconde partie de ce chapitre, nous introduisons les analogies entre la dynamique de population quantique et les systèmes classiques composés de guides d'onde couplés. Nous montrons que la dynamique des systèmes quantiques couplés décrite par l'équation de Schrödinger est parfaitement

similaire à la dynamique des systèmes de guides d'onde optiques couplés, décrite par la théorie des modes couplés.

Dans le deuxième chapitre, je présente le rôle important des diviseurs de faisceaux dans les circuits optiques intégrés. On donnera des exemples issus de la littérature de séparateurs de faisceaux polarisants intégrés, ainsi que des diviseurs de modes spatiaux et des diviseurs de puissances. Tous les exemples présentés dans ce chapitre sont relativement large bande. Une introduction sur les différents matériaux et techniques principales pour réaliser des dispositifs d'optique intégrée est donnée en fin de ce chapitre.

Le chapitre 3 présente l'étude théorique d'un séparateur de faisceaux polarisants intégrés dans un système de trois guides d'onde anisotropes. En effet, comme les guides d'onde sont anisotropes, les contrastes d'indice correspondants à la lumière polarisée TE et TM ne sont pas les mêmes. En conséquence, les deux polarisations voient une constante de couplage différente. Grâce à cela, on peut faire en sorte qu'une polarisation pourra passer du guide d'injection au guide final, cela de façon adiabatique suivant le phénomène du STIRAP. L'autre polarisation, par contre, restera confinée dans le même guide. Comme d'ailleurs dans les chapitres suivants, les résultats prévus par la théorie des modes couplés (CMT) seront confrontés et confortés par ceux obtenus par BPM (Beam Propagation Method).

Dans le chapitre 4, nous introduisons la base théorique d'un convertisseur de mode basé sur l'élimination adiabatique ou le STIRAP dans un système de trois guides d'onde. Un désaccord de phase est introduit dans les guides d'onde capable de convertir un mode d'ordre supérieur en un mode fondamental et vice-versa. Ce genre de système est caractérisé par sa large bande spectrale et son fonctionnement dans les deux sens, à la fois pour ce qui concerne le guide et la direction d'injection.

Le chapitre 5 présente un système de diviseur de puissance ultra-large bande dans un système dissipatif. L'approche présente une perte globale de 3dB dans le cas où la lumière est répartie de façon égale à la sortie des guides latéraux. Ici aussi, une étude théorique et les simulations numériques effectués par CMT et BPM sont montrées. Ce système n'a pas besoin d'un transfert adiabatique. La possibilité de réduire les pertes de ce système en modifiant la répartition de la lumière dans les guides d'onde latérales est également démontrée.

Enfin, l'annexe A présente le calcul explicite de la constante de couplage correspondante à l'onde polarisée TM. Notre calcul montre que la formule analytique de la constante de couplage de l'onde polarisée TM est analogue à celle de l'onde polarisée TE qui peut être trouvée dans la littérature. Cette affirmation est vraie pour

des paramètres similaires à ceux utilisés dans le chapitre 3 lors de l'étude d'un diviseur de faisceau polarisant en justifiant ainsi les approximations et analyses faites dans ce chapitre.



## Optique guidée et analogie optique quantique

Ce chapitre introduit les principes de bases des études de la thèse. Après une introduction sur les guides d'onde optiques, on discute la propagation de la lumière dans un guide d'onde diélectrique plan ainsi que le couplage entre guides adjacents sur la base de la théorie des modes couplés. L'exemple d'un coupleur directionnel est traité en détail. La similarité entre les équations décrivant le couplage optique entre guides d'onde et l'équation de Schrödinger en physique quantique est à la base de plusieurs analogies entre ces deux domaines. La deuxième partie de ce chapitre est consacré à expliquer l'analogie entre la propagation de la lumière dans un système de guides d'onde optique et le transfert de population dans un systèmes d'états d'énergie quantique, en particulier, le principe du phénomène du STIRAP quantique. Cette analogie est à la base de la plupart de mes travaux dans le cadre de cette thèse.

### 1.1 Introduction à l'optique guidée

Les guides d'onde optiques sont des structures physiques qui servent à guider un flux d'énergie optique, à des longueurs d'ondes qui peuvent aller de l'infrarouge jusqu'à l'ultraviolet. La lumière est ainsi confinée dans une zone restreinte de l'espace en se propageant sur une certaine distance. La propagation guidée de la

lumière a été décrite pour la première fois, en 1842, par Jacques Babinet, dans une tige de verre courbée [24], et par Jean-Daniel Colladon, dans un filet d'eau. Un demi siècle après, le guide d'onde métallique a été introduit par J. J. Thomson en 1893 [25, 26]. C'était la première structure capable de guider des ondes optiques. Cette structure a été testée expérimentalement par Oliver Lodge en 1894 et son analyse mathématique a été faite par Lord Rayleigh en 1897 [27]. La vraie application du guidage optique ne s'impose qu'à partir des années 1960 après la mise en place des premières fibres optiques, qui permettent une propagation de la lumière sur des très grandes distances. Cela leur donne une grande importance, particulièrement dans le domaine des communications. En 1963, Yariv et ses collaborateurs ont étudié l'effet des guides d'onde diélectriques dans une structure optoélectronique formée par une jonction p-n [28]. Ils ont montré qu'une telle structure supporte à la fois des ondes polarisées transversales électrique (TE) et transversales magnétiques (TM). En 1968, des nouvelles techniques pour la fabrication des guides d'onde diélectriques sont mises en place par Anderson, Shubert et Harris, comme la photolithographie et d'autres techniques en couches minces [29, 30]. A partir des années 2000, une grande progression de ce domaine est réalisée, surtout dans la photonique. Le but principal de réaliser des composants photoniques intégrés (PIC) est de pouvoir transporter l'information par la lumière, en remplaçant le transport électronique. Ceci a des avantages importants liés à la rapidité, le haut débit, et surtout le manque d'interaction entre les photons. En 2009, Charles Kuen Kao a reçu le prix Nobel de physique pour ses réalisations remarquables en matière de transmission de la lumière dans les fibres pour la communication optique [31].

L'introduction des fibres optiques en 1960 était un moyen efficace de transmettre des informations sur de longues distances sans être gêné par les conditions environnementales. Cela a ouvert progressivement la porte pour le remplacement de liaisons filaires ou radio par des liaisons optiques [32]. Dans l'étape de modulation ou de détection de l'information, l'utilisation de systèmes compacts d'optique intégrée est essentielle. Ces systèmes sont largement répandus aujourd'hui, bien qu'ils souffrent en partie encore d'une certaine diversité des matériaux utilisés.

Les guides d'onde peuvent être classés selon la géométrie, la structure du mode, la distribution de l'indice de réfraction et les matériaux qui le composent. Il existe plusieurs types de guides d'onde (guide d'onde métallique, guide d'onde photonique, guide d'onde diélectrique). Ici, nous ne nous concentrons que sur des guides d'onde de type diélectrique. Un tel guide d'onde est composé d'au moins deux parties : le cœur, est le milieu où la lumière se propage principalement, et la gaine, est la zone d'indice plus petit entourant le cœur. La gaine peut être composée de différents

milieux (par exemple, substrat et superstrat). Les guides d'onde qui confinent la lumière uniquement dans une direction transversale, sont des guides plans (Fig 1.1 (a)). Par contre, parmi ceux qui confinent la lumière dans les deux directions transversales, on trouve les guides canaux pouvant avoir par exemple des formes rectangulaires ou cylindriques (Fig 1.1 (b) et (c)). La gaine d'un guide d'onde possède généralement un indice de réfraction uniforme tandis que le cœur peut avoir un indice variable. Ceci amène à la distinction suivante :

- Les guides à saut d'indice, où l'indice de réfraction de la couche guidante est homogène.
- Les guides à gradient d'indice, où l'indice de réfraction varie graduellement en fonction des coordonnées transversales à la propagation.

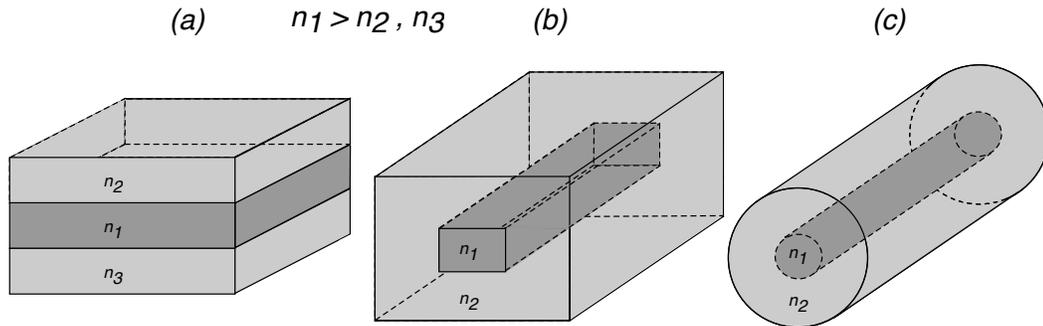


FIGURE 1.1 – Représentation en 3D des différentes formes des guides d'onde : (a) guide plan, (b) guide rectangulaire enterré, (c) guide cylindrique (fibre optique).  $n_1$  est l'indice de réfraction du cœur,  $n_2$  et  $n_3$  sont ceux de la gaine.

On verra dans le paragraphe suivant, que l'indice du cœur doit être toujours supérieur à celui de la gaine, pour que le guidage de la lumière puisse avoir lieu. Un guide d'onde permettant la propagation d'un seul mode optique (mode fondamental) est connu sous le nom de guide d'onde monomode, tandis qu'un guide permettant la propagation de modes d'ordre supérieur, en plus du mode fondamental, est un guide d'onde multimode. On peut réaliser des guides d'onde à base de différents matériaux, par exemple du verre, des polymères [33], de cristaux tels que des semi-conducteur (Si, GaAs,...) [34, 35] ou des oxydes ( $\text{LiNbO}_3$ ,  $\text{KNbO}_3$ ,...) [36, 37]. En pratique, les guides d'onde utilisés pour le transport en communications optiques sont des fibres très flexibles composées de verres diélectriques presque transparents pour les longueurs d'ondes autour de  $1.5 \mu\text{m}$ . L'étude des guides d'onde diélectriques a été entamé par Debye dès les années 1910 [38].

Dans cette thèse, on s'intéresse principalement au couplage de lumière entre guides voisins. Lorsque deux guides d'onde diélectriques sont suffisamment proches, une partie de la lumière peut sous certaines conditions, passer d'un guide à l'autre, ce qu'on l'appelle le couplage évanescent. Ce transfert de lumière entre les guides d'onde se comporte d'une façon similaire au transfert de population dans un système quantique formé d'états d'énergie discrets, couplés par un champ extérieur.

A la suite, on commence par rappeler les bases de l'optique guidée, en particulier le concept du mode optique due à la discrétisation de la constante de propagation transversale et longitudinale. Cela sera suivi par la présentation du couplage optique par le biais de la théorie des modes couplés (CMT). Un exemple simple du couplage optique est illustrée dans une configuration de deux guides d'onde parallèles, appelée un coupleur directionnel. Enfin, on introduira les analogies qui existent entre l'optique classique et la physique quantique mentionnées auparavant, et particulièrement entre un réseau des guides d'onde et un système d'états quantique discrets couplés par un champ cohérent. Cette analogie est à la base du travail de cette thèse présenté dans les chapitres 3, 4 et 5.

### 1.1.1 Modes dans un guide d'onde planaire

Dans cette section, nous discutons en détail la propagation d'une onde lumineuse dans un guide d'onde diélectrique plan. Cette théorie a été explorée et étudiée par Tien [39], Lotsch [40], Taylor et Yariv [41] et beaucoup d'autres [42, 43, 44]. Nous avons choisi de présenter la propagation de la lumière dans un guide d'onde plan parce qu'il est facile à comprendre et à analyser tout en représentant un intérêt pratique important en optique intégrée. Le comportement des guides d'onde plans peut être ensuite généralisé à d'autres géométries de guides par des procédures impliquant des mathématiques un peu plus poussées mais pas de la nouvelle physique. Nous introduisons au début, dans ce paragraphe, les concepts de base de la théorie des guides d'onde diélectriques, les conditions nécessaires au guidage et la notion des modes guidés. Le calcul de leur nombre et leur nature sera présentée suivant l'approche de Taylor et Yariv [41].

### 1.1.2 Condition de guidage

Considérons un guide d'onde diélectrique planaire symétrique de largeur  $W$ , ayant un indice de réfraction  $n_1$  dans le cœur,  $n_2$  dans la gaine comme montré sur la

Fig.1.2. Le guide planaire est unidimensionnel (dimension transversale suivant  $x$ ), les deux autres dimensions  $y$  et  $z$  sont considérés infinies.

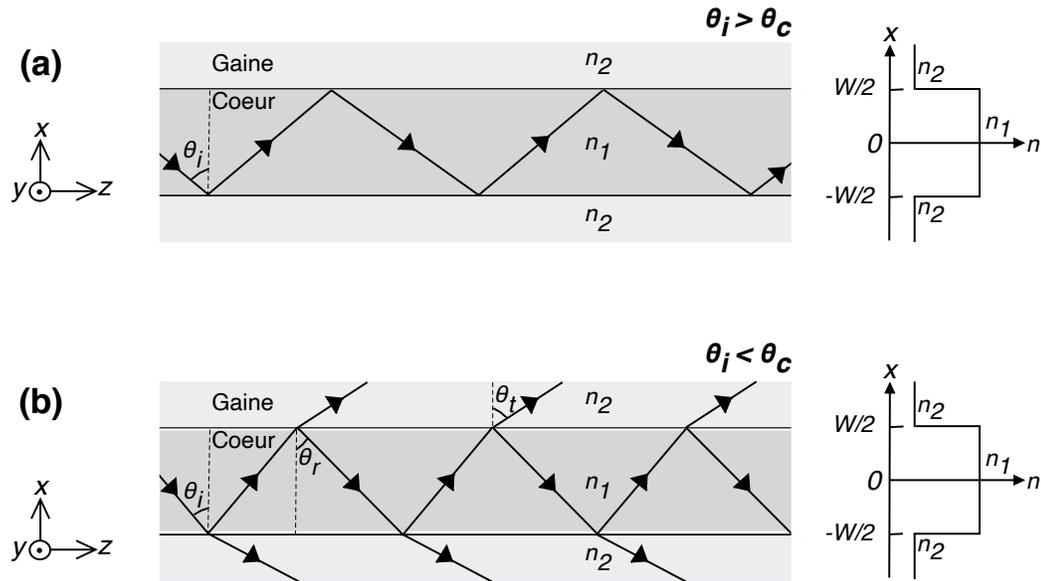


FIGURE 1.2 – La propagation d'un rayon lumineux dans un guide d'onde plan symétrique dans le cas (a) d'une réflexion totale lorsque l'angle d'incidence  $\theta_i$  est plus grand que l'angle critique  $\theta_c$  pour la réflexion totale et (b) d'une réflexion partielle lorsque  $\theta_i < \theta_c$ .

On peut considérer tout d'abord une approche basée sur des raies lumineuses. Si la raie tombe sur l'interface cœur/gaine sous un angle  $\theta_i$  plus grand que l'angle d'incidence critique  $\theta_c$  pour la réflexion totale défini par  $\sin \theta_c = n_2/n_1$ , le faisceau se réfléchit totalement à l'interface. Sous ces conditions on pourra avoir une onde confinée. Par contre, si  $\theta_i$  est plus petit que  $\theta_c$ , une partie sera réfractée dans la gaine. Par suite, l'intensité du faisceau sera réduite progressivement au cours des réflexions partielles successives. Dans ce cas, l'onde n'est pas guidée. Dans la suite, on ne s'intéresse qu'aux modes guidés qui permettent une propagation virtuellement sans perte des rayons lumineux et qui jouent le rôle clé en optique intégrée.

En optique guidée, on utilise souvent l'angle complémentaire,  $\bar{\theta} = \pi/2 - \theta_i$ . Donc, la condition de réflexion totale sera :  $\bar{\theta} < \bar{\theta}_c$  avec  $\cos \bar{\theta}_c = n_2/n_1$ .

### Discrétisation des modes

On a vu que la propagation d'une onde optique dans un guide d'onde s'effectue par des réflexions totales sur l'interface cœur-gaine. Sur la base de ceci on peut trouver une manière pour dériver les conditions pour l'existence d'un mode optique du guide. En effet, on peut interpréter l'existence d'un mode par un phénomène d'interférences constructives entre deux ondes réfléchies et parallèles, dont l'une subit deux réflexions totales successives. Un couple de rayon lumineux ne peut interférer de façon constructive que si la condition d'auto-cohérence suivante est satisfaite :

$$2k_0n_1W \sin \bar{\theta} - 2\phi_r = 2\pi m. \quad (1.1)$$

Le terme  $2k_0n_1W \sin \bar{\theta}$  de l'équation (1.1) est le déphasage dû à la différence de chemin optique cumulé par une double réflexion sous l'angle complémentaire  $\bar{\theta}$  (avec  $\bar{\theta} = \pi/2 - \theta_i$ ). Ici,  $k_0 = 2\pi/\lambda_0$  est le module du vecteur d'onde dans le vide,  $\lambda_0$  est la longueur d'onde du vide,  $W$  est la largeur du guide,  $\phi_r$  est le déphasage subi lors de la réflexion interne totale aux interfaces cœur-gaine [45] et  $m$  est l'ordre du mode.

L'équation (1.1) impose une distribution discrète des valeurs de  $\bar{\theta}$  (appelées  $\bar{\theta}_m$ ), correspondant aux différents modes guidés  $m$ . Ces valeurs discrètes de  $\bar{\theta}$  sont liées à la constante de propagation longitudinale (suivant  $z$ )  $\beta_m$  du mode  $m$  par

$$\beta_m = k_0n_1 \cos \bar{\theta}_m = k_0n_{eff}. \quad (1.2)$$

Ici le produit  $n_1 \cos \bar{\theta}_m$  peut être considéré comme l'indice effectif du mode  $n_{eff}$ . Il dépend ainsi de l'indice du milieu de propagation du mode (cœur du guide) et de l'angle  $\bar{\theta}_m$  associé au mode.

Puisque  $\cos \bar{\theta}_m > n_2/n_1$ , la valeur de  $n_{eff}$  est comprise entre l'indice du cœur et l'indice de la gaine,  $n_2 < n_{eff} < n_1$ .

On constate que  $\beta_m$  varie avec  $m$ . Elle est reliée à la vitesse de propagation des modes suivant  $z$ . Il est important de noter que les solutions discrètes pour les angles  $\bar{\theta}_m$  correspondent aussi à une quantification de la composante transverse  $k_t = k_0n_1 \sin \bar{\theta}_m$  du vecteur de propagation dans le cœur du guide. Ce mode guidé correspond donc à un angle de propagation spécifique  $\bar{\theta}_m$  dans le guide et à une répartition transverse donnée du champ électromagnétique.

### Calcul du déphasage $\phi(r)$

Pour pouvoir résoudre l'équation (1.1) il faut connaître le déphasage à la réflexion  $\phi(r)$ . Considérons le cas de la Fig. 1.2, un rayon lumineux dans un milieu d'indice  $n_1$  tombe sur l'interface ( $n_1/n_2$ ). Soit  $E_0$  l'amplitude du champ électrique incident et  $E_1$  celle du champ réfléchi. Ces deux amplitudes sont reliés entre elles linéairement par

$$E_1 = r \cdot E_0,$$

où  $r$  est le coefficient de réflexion complexe donnée par les équations de Fresnel et dépend de la polarisation de la lumière et de l'angle d'incidence. Pour incidence sous l'angle  $\theta_i$  (par rapport à la normale à l'interface) et pour le cas d'une polarisation transversale électrique TE<sup>1</sup>, il est donné par [46]

$$\begin{aligned} r_{TE} &= \frac{n_1 \cos \theta_i - n_2 \cos \theta_t}{n_1 \cos \theta_i + n_2 \cos \theta_t} \\ &= \frac{n_1 \cos \theta_i - \sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2 \theta_i}}{n_1 \cos \theta_i + \sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2 \theta_i}}. \end{aligned} \quad (1.3)$$

où  $\theta_t$  est l'angle de l'ordre transmise par rapport à la normale.

Dans le cas d'une polarisation transversale magnétique TM, le coefficient de réflexion est donné par

$$\begin{aligned} r_{TM} &= \frac{n_2 \cos \theta_i - n_1 \cos \theta_t}{n_2 \cos \theta_i + n_1 \cos \theta_t} \\ &= \frac{n_2^2 \cos \theta_i - n_1 \sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2 \theta_i}}{n_2^2 \cos \theta_i + n_1 \sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2 \theta_i}}. \end{aligned} \quad (1.4)$$

Ces coefficients sont réels si  $\theta_i < \theta_c$  et deviennent complexes dans le cas de réflexion totale ( $\theta_i > \theta_c$ ) avec  $|r_{TE}| = |r_{TM}| = 1$ . La phase complexe donne le déphasage lors de la réflexion totale et peut être facilement déterminée de (1.3) et (1.4) pour les deux polarisations. Ainsi

$$\tan \frac{\phi_{TE}}{2} = \frac{\sqrt{n_1^2 \sin^2 \theta_i - n_2^2}}{n_1 \cos \theta_i} = \sqrt{\frac{\sin^2 \bar{\theta}_c}{\sin^2 \bar{\theta}} - 1}, \quad (1.5)$$

---

1. Une onde polarisée transverse électrique (TE) est tel que le champ électrique incident est polarisé perpendiculairement au plan d'incidence et le champ magnétique est contenu dans le plan d'incidence. Dans le cas transverse magnétique (TM), c'est le champ magnétique qui est perpendiculaire au plan d'incidence et le champ électrique y est contenu.

et

$$\tan \frac{\phi_{TM}}{2} = \frac{n_1^2}{n_2^2} \frac{\sqrt{n_1^2 \sin^2 \theta_i - n_2^2}}{n_1 \cos \theta_i} = \frac{n_1^2}{n_2^2} \sqrt{\frac{\sin^2 \bar{\theta}_c}{\sin^2 \bar{\theta}} - 1}. \quad (1.6)$$

Ces deux équations montrent la forte dépendance du déphasage induit à la réflexion

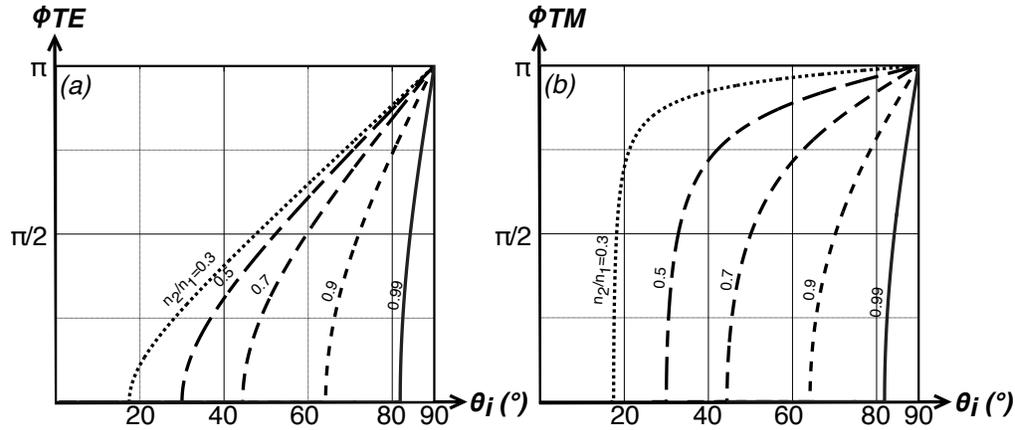


FIGURE 1.3 – Déphasage à la réflexion totale d'une onde polarisée (a) TE et (b) TM en fonction de l'angle d'incidence  $\theta_i$  pour différents rapports des contrastes d'indice.

totale de l'angle  $\bar{\theta} = \pi/2 - \theta_i$ . Un exemple de cette relation est illustré sur la Fig. 1.3 pour une polarisation TE et TM et pour différentes valeurs du rapport des indices de réfraction du cœur et de la gaine du guide d'onde.

La figure 1.3 montre une augmentation du déphasage (TE ou TM) de 0 à  $\pi$  pour une angle d'incidence qui varie entre  $\theta_c$  et  $90^\circ$ , pour différents rapport  $n_2/n_1$ . Le déphasage d'une onde polarisée TM atteint des valeurs proches de  $\pi$  pour des angles  $\theta_i$  plus faibles que pour le cas d'une onde polarisée TE.

Dans le cas d'une onde transversale électrique (TE), la combinaison des équations (1.1) et (1.5), nous permet d'exprimer l'équation transcendante permettant la détermination des angles  $\theta_m$  associés aux modes

$$\tan \left( \frac{k_0 n_1 W \sin \bar{\theta}}{2} - \frac{m\pi}{2} \right) = \sqrt{\frac{\sin^2 \bar{\theta}_c}{\sin^2 \bar{\theta}} - 1} \quad (1.7)$$

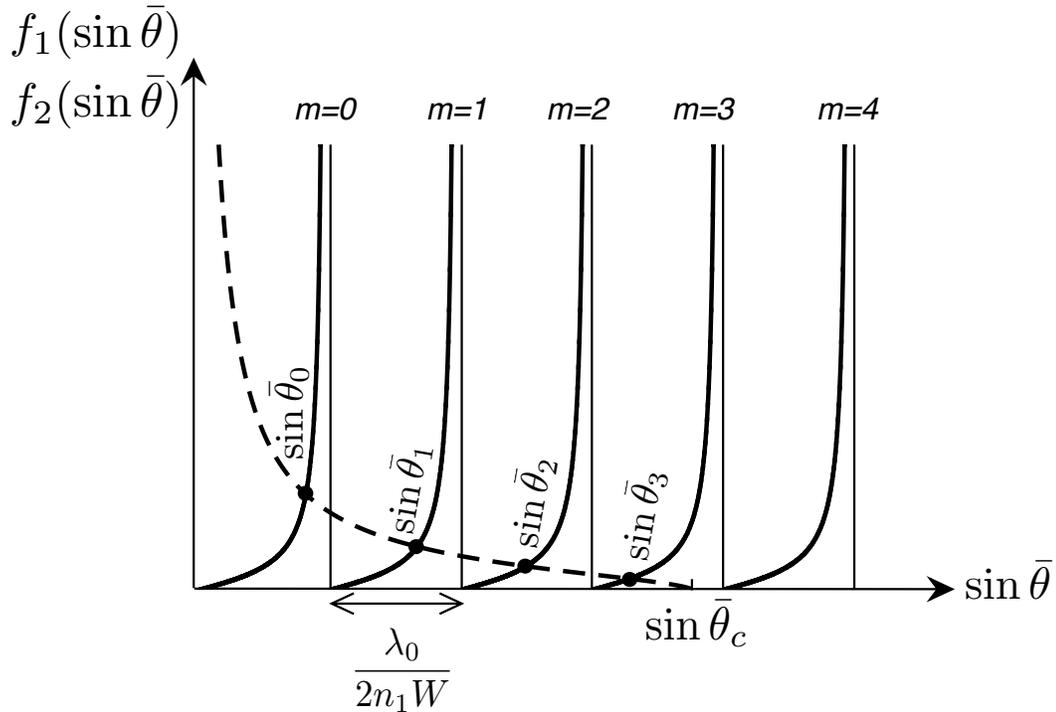


FIGURE 1.4 – Schéma représentant l'équation transcendante (1.7). La courbe pointillée représente la partie droite de l'équation  $f_2(\sin \bar{\theta})$  et les courbes continues représentent la partie gauche  $f_1(\sin \bar{\theta})$ . Les points d'intersections donnent les solutions pour les angles caractéristiques des modes.

Cette équation ne peut pas être résolue analytiquement et une solution numérique ou bien graphique s'impose. Un exemple est illustré sur la Fig. 1.4. Les courbes continues correspondent à la partie gauche de l'équation. La courbe en tirets correspond à la partie droite. Les solutions de cette équation sont les points d'intersections de ces deux courbes. Elles permettent de donner des valeurs discrètes de l'angle  $\bar{\theta}$  correspondante chacune à un mode guidé distinct.  $m = 0$  correspond au mode fondamental, qui possède la plus grande valeur de la constante de propagation longitudinale  $\beta$ , capable de se propager dans le guide d'onde.  $m = i$  correspond au  $i^{\text{eme}}$  mode excité. Dans le cas de la Fig. 1.4 quatre modes peuvent se propager dans le guide.

Dans cette section, nous avons discutés les conditions de confinement et de propa-

gation des rayons lumineux dans un guide d'onde plan. Pour trouver l'expression du champ électromagnétique, nous discutons dans la prochaine section la propagation de la lumière avec un approche électromagnétique à partir des équations de Maxwell.

### 1.1.3 Forme transverse des modes

On a vu au début que la propagation de la lumière dans un guide d'onde plan peut être analysée par des rayons lumineux d'un point de vue de l'optique géométrique couplé à une condition d'interférence. Cette approche nous a permis de calculer les constantes de propagation longitudinales  $\beta_m$  des modes qui dépendent de  $\bar{\theta}_m$  (voir Eq.(1.2)). Dans ce paragraphe, nous allons déterminer la forme transverse des modes à partir de l'équation d'onde pour les deux milieux (cœur et gaine).

On considère à nouveau une structure simple formée d'un guide d'onde plan symétrique. Formellement, le champ optique correspondant au mode est une solution de l'équation d'onde

$$\nabla^2 \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \frac{n^2(\mathbf{r})}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)}{\partial t^2}. \quad (1.8)$$

Ici,  $\mathbf{E}$  est le vecteur du champ électrique;  $\mathbf{r}$  est le vecteur position;  $c$  est la célérité de la lumière dans le vide;  $n(\mathbf{r})$  est l'indice de réfraction dans le milieu en position  $\mathbf{r}$ .

Pour une onde monochromatique cette équation possède une solution de la forme :

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}(\mathbf{r}) e^{i\omega t} \quad (1.9)$$

où  $\omega$  est la pulsation de l'onde. En substituant cette solution dans l'équation initiale (éq. (1.8)), celle-ci prend la forme de l'équation d'Helmholtz,

$$\nabla^2 \mathbf{E}(\mathbf{r}) + k_0^2 n^2(\mathbf{r}) \mathbf{E}(\mathbf{r}) = 0 \quad (1.10)$$

avec  $k_0 \equiv \omega/c$ . Pour une propagation suivant  $z$  (axe du guide), le champ  $\mathbf{E}(\mathbf{r})$  prend la forme

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \mathcal{E}_y(x, y) e^{-i\beta z} \quad (1.11)$$

où  $\beta$  est la constante de propagation suivant  $z$ . Pour un guide plan nous supposons que le guide est confiné dans la dimension transverse  $x$  et est infini selon  $y$ . Le champ (1.11) correspond alors à une polarisation le long de  $y$  (polarisation TE ici). Avec  $\frac{\partial}{\partial y} = 0$ , l'équation (1.10) devient

$$\frac{\partial^2 \mathcal{E}_y(x, y)}{\partial x^2} + [k_0^2 n^2(x) - \beta^2] \mathcal{E}_y(x, y) = 0 \quad (1.12)$$

où  $n(\mathbf{r})$  est égal à  $n_1$  dans le cœur et  $n_2$  dans la gaine du guide d'onde. Dans le cas de figure, où  $n$  est constant dans les sous-zones, la solution de cette équation sera soit sinusoïdale soit exponentielle selon que la valeur de  $(k_0^2 n^2(\mathbf{r}) - \beta^2)$  soit positive ou négative (voir plus bas). De ce fait, la valeur de la constante de propagation  $\beta$  dépend fortement de la discrétisation de l'onde propagée dans le guide selon différentes modes (polarisés transversales électriques  $TE_j$  ou transversales magnétiques  $TM_j$  avec  $j = 0, 1, 2, \dots$ ). Les conditions aux limites sur les interfaces cœur-gaine exigent que seules certaines valeurs discrètes de  $\beta$  sont autorisées et par suite un nombre précis de modes peuvent être guidés, comme on a vu dans la section précédente. Le nombre de ces modes dépend de la largeur du guide  $W$ , des indices de réfraction  $n_1$  et  $n_2$ , et de la pulsation de l'onde  $\omega$ .

Nous poursuivons en séparant l'équation d'Helmholtz (1.12) en deux équations séparées pour la zone du cœur et de la gaine :

$$\frac{\partial^2 \mathcal{E}_y}{\partial x^2} - \gamma^2 \mathcal{E}_y = 0 \quad \text{dans la gaine,} \quad (1.13a)$$

$$\frac{\partial^2 \mathcal{E}_y}{\partial x^2} + h^2 \mathcal{E}_y = 0 \quad \text{dans le coeur.} \quad (1.13b)$$

$h$  est la constante de propagation transverse et  $\gamma$  est le coefficient d'extinction de l'onde et s'expriment respectivement par

$$h_m = \sqrt{k_0^2 n_1^2 - \beta_m^2} = n_1 k_0 \sin \bar{\theta}_m \quad (1.14)$$

et

$$\gamma_m = \sqrt{\beta_m^2 - k_0^2 n_2^2} = n_2 k_0 \sqrt{\frac{\cos^2 \bar{\theta}_m}{\cos^2 \theta_c} - 1}. \quad (1.15)$$

Géométriquement, on peut illustrer la relation entre les différentes constantes  $h_m$ ,  $\gamma_m$ ,  $\beta_m$  par les triangles de la figure 1.5. La solution de l'équation (1.13a) est une onde électromagnétique, donnée par l'équation (1.11). Comme le champ est supposé infini dans la direction de  $y$ , il est donc une fonction de la direction transversale  $x$  uniquement. Par suite, il se diffère entre le cœur et la gaine du guide. Les différentes formes du champ électrique dans le cœur et dans la gaine dans le guide symétrique sont sous la forme :

$$\mathcal{E}_y^{(m)}(x) = \begin{cases} A_1 \exp(-\gamma_m x) & +W/2 \leq x \leq \infty \\ A_2 \cos(h_m x) + A_3 \sin(h_m x) & -W/2 \leq x \leq +W/2 \\ A_4 \exp[\gamma_m(x)] & -\infty \leq x \leq -W/2 \end{cases} \quad (1.16)$$

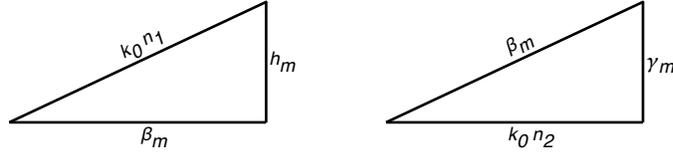


FIGURE 1.5 – Illustration schématique des équations (1.14) et (1.15), relations entre les constantes de propagation transversales  $h_m$  et le coefficient d'extinction  $\gamma_m$  avec la constante de propagation transversale  $\beta_m$ .

$A_1, A_2, A_3$  et  $A_4$  sont des constantes à déterminer à l'aide des conditions aux limites, imposant la continuité à l'interface cœur-gaine des composantes tangentielles du champ  $\mathbf{E}$ . Donc à l'interface on a,

$$\mathcal{E}_{y,\text{cœur}}(\pm W/2) = \mathcal{E}_{y,\text{gaine}}(\pm W/2)$$

$$\frac{\partial \mathcal{E}_{y,\text{cœur}}}{\partial x}(\pm W/2) = \frac{\partial \mathcal{E}_{y,\text{gaine}}}{\partial x}(\pm W/2)$$

L'onde dans le guide d'onde a la forme soit d'un *cosinus* soit d'un *sinus* selon que l'ordre  $m$  du mode soit pair ou impair. De ce fait, on peut considérer que  $A_3$  est nulle. On peut alors trouver une équation de  $E_y(x)$  plus simple, dépend seulement d'une constante  $C'$  au lieu de  $A_1, A_2, A_3$  et  $A_4$ . La nouvelle équation peut se réécrire sous la forme :

$$\mathcal{E}_y^{(m)}(x) = \begin{cases} C' \cos(h_m W) \exp[-\gamma_m(x - \frac{W}{2})] & +W/2 \leq x \leq \infty \\ C' \left[ \cos[h_m(x + \frac{W}{2})] + \frac{\gamma_m}{h_m} \sin[h_m(x - \frac{W}{2})] \right] & -W/2 \leq x \leq +W/2 \\ C' \left[ 1 - \frac{\gamma_m}{h_m} \sin(h_m W) \right] \exp[\gamma_m(x + \frac{W}{2})] & -\infty \leq x \leq -W/2 \end{cases} \quad (1.17)$$

La seule constante inconnue  $C'$  dans (1.17) est arbitraire. Cependant, il est commode de normaliser de sorte que  $\mathcal{E}_y(x)$  représente un flux de puissance d'un Watt par unité de largeur dans la direction  $y$ . Ainsi, un mode pour lequel  $E_y = A\mathcal{E}_y(x)$  a un flux de puissance  $|A|^2 W/m$ . Dans ce cas, la condition de normalisation est

$$\int_{-\infty}^{+\infty} [\mathcal{E}_y^{(m)}(x)]^2 dx = \frac{2\omega\mu_0}{\beta_m} \quad (1.18)$$

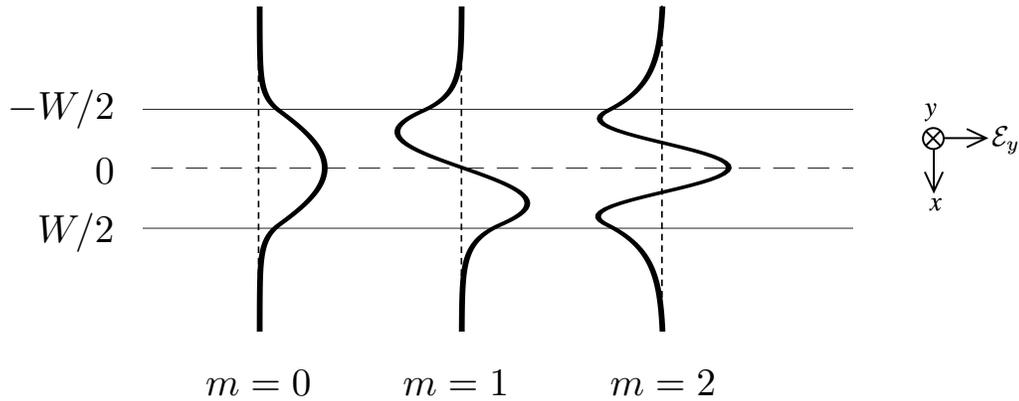


FIGURE 1.6 – Illustration de la distribution du champ électrique pour le mode fondamental et les deux premiers modes d'ordre supérieur dans un guide d'onde planaire.

Aussi, une propriété importantes des modes est leur orthogonalité par rapport au "produit scalaire" suivant

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \mathcal{E}_y^{(l)}(x) \mathcal{E}_y^{(m)}(x) dx = \frac{2\omega\mu_0}{\beta_m} \delta_{l,m} \quad (1.19)$$

L'équation du champ donnée par (1.17) montre que dans la partie de la gaine, la forme du champ est exponentielle. Cette partie s'appelle la partie évanescente de l'onde. Elle est responsable au couplage optique entre les guides d'onde voisins comme on verra dans la section suivante. Par contre, dans le cœur du guide, la forme du champ électrique est sinusoïdale. Elle possède une forme de *cosinus* si l'ordre du mode  $m$  est pair et une forme de *sinus* si l'ordre du mode  $m$  est impair. Les différentes formes des premiers modes sont illustrées sur la Fig. 1.6.

#### 1.1.4 Couplage optique, théorie des modes couplés

Nous avons décrit, dans la précédente partie, la propagation d'un champ électromagnétique dans un guide d'onde optique unique. Dans un système de deux ou plu-

sieurs guides suffisamment proches, un transfert de la lumière d'un guide à l'autre peut se produire par l'effet de l'onde évanescente, c'est ce qu'on l'appelle le couplage optique. Ce transfert d'énergie d'un guide à l'autre peut être réalisée sous certaines conditions et dépend fortement des caractéristiques de la structure. Il est décrit théoriquement par la théorie des modes couplés (CMT), introduite et détaillée à la suite. La théorie des modes couplés a été décrite la première fois par les travaux de Miller concernant les lignes de transmission micro-ondes en 1950 [47]. Puis en 1954, cela est étendu au cas des faisceaux d'électrons par Pierce [48] où à des oscillations d'ondes régressives par Gould [49]. Les formulations rigoureuses des équations en mode couplé ont ensuite été établies par Schelkunoff [50] et Haus [51], qui ont utilisé respectivement une expansion de mode et un principe variationnel.

Ces travaux sont à la base de la description mathématique de la CMT. Cette théorie est ensuite développée par Yariv en 1973 pour le couplage optique dans une structure de guides d'onde [52, 53], par Marcuse [54], Kogelnik [55], ainsi que Haus et Huang [56, 57].

La CMT a été utilisé aussi pour explorer de nouveaux dispositifs basés sur le guidage des ondes optiques [58, 59, 60, 61, 62]. Par exemple, des lasers à rétroaction distribuée (DBR) [63] ou des commutateurs de coupleur directionnel [64], ou beaucoup d'autres.

Le premier essai expérimental était un système à deux guides d'onde parallèles, appelé un coupleur directionnel. Son analyse détaillée sera représentée à la suite. Le même analyse mathématique est faite pour un système à trois guides d'onde, qui est la base des études de cette thèse, présentés et détaillés dans les chapitres 3, 4 et 5.

Dans cette section, on introduit la base mathématique de la théorie des modes couplés. Ensuite, on présente le coupleur directionnel et les équations du couplage optique entre les guides d'onde, en donnant une formule analytique pour la constante de couplage  $C$ . Enfin, on verra sa dépendance avec les différentes quantités caractéristiques du système (la largeur des guides d'onde, distance interguide, contraste d'indice, la longueur d'onde, etc).

### Équation de propagation

Dans la section précédente, où le cas d'un guide d'onde unique a été traité, on a vu que les modes d'un guide sont des solutions du champ électromagnétique

satisfaisant l'équation de Helmholtz. Dans cette section, nous discutons le couplage entre les guides d'onde assez proches. On rappelle que le cas des ondes polarisées TE est seulement traité ici. Pour les des ondes polarisées TM, le même type de traitement est possible et nous renvoyons à l'annexe A.

Dans la CMT, la présence d'un second guide d'onde est considéré comme une perturbation par rapport au premier guide. Dans ce cas, l'équation de propagation des ondes est définie par

$$\nabla^2 \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) - \mu_0 \epsilon_0 \epsilon(\mathbf{r}) \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mu_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{P}_{\text{pert}}(\mathbf{r}, t) \quad (1.20)$$

où  $\mu_0$  est la perméabilité du vide,  $\epsilon_0$  est la permittivité du vide ( $\mu_0 \epsilon_0 = 1/c^2$ ),  $\epsilon(r)$  est la constante diélectrique du milieu avec fréquences optiques.  $P_{\text{pert}}$  est la polarisation perturbative et vaut

$$P_{\text{pert}} = \epsilon_0 \Delta \epsilon(\mathbf{r}) \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \epsilon_0 \Delta n^2(\mathbf{r}) \mathbf{E}(\mathbf{r}, t). \quad (1.21)$$

où  $\Delta \epsilon$  et  $\Delta n^2$  représentent toute perturbation de la constante diélectrique (et de l'indice au carré) par rapport à celle donnant lieu aux modes guidés discutés dans la section 1.1.3.

Ceci nous donne,

$$\nabla^2 \mathbf{E}(\mathbf{r}) + \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \epsilon(\mathbf{r}) \mathbf{E}(\mathbf{r}) = -\omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \Delta n^2 \mathbf{E}(\mathbf{r}). \quad (1.22)$$

La présence d'une perturbation permet de modifier les amplitudes des modes supportés par le guide d'onde. En fait, elle permet d'avoir un couplage entre les modes de chaque guide d'onde et un échange d'énergie entre eux. Cet échange se traduit par une variation des amplitudes au cours de la propagation. De ce fait, le champ  $\mathbf{E}$  peut s'écrire comme superposition sur les modes du guide non perturbé selon

$$\mathbf{E}(x, z) = \frac{1}{2} \sum_m A_m(z) \mathcal{E}_m(x) e^{-i\beta_m z} + c.c. \quad (1.23)$$

où  $A_m$  sont les amplitudes du champ électrique pour chaque mode et  $\mathcal{E}_m$  est la distribution du champ électrique du mode donnée dans la section précédente.

En introduisant ceci dans (1.22), on aura

$$\begin{aligned}
& \sum_m \frac{1}{2} \left[ A_m(z) \left( \frac{\partial^2 \mathcal{E}_m(x)}{\partial x^2} - \beta_m^2 \mathcal{E}_m + \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \epsilon(\mathbf{r}) \mathcal{E}_m \right) \right. \\
& \left. + \mathcal{E}_m(x) \left( \frac{\partial^2 A_m(z)}{\partial z^2} - 2i\beta_m \frac{\partial A_m(z)}{\partial z} \right) \right] e^{-i\beta_m z} + c.c. \\
& = -\frac{1}{2} \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \Delta \epsilon \sum_m A_m(z) \mathcal{E}_m(x) e^{-i\beta_m z} \tag{1.24}
\end{aligned}$$

Les modes d'un guide non-perturbé sont des solutions de l'équation de propagation homogène (1.10). Ceci permet d'annuler le premier terme en (1.24) qui se transforme alors en

$$\begin{aligned}
& \sum_m \left( \frac{\partial^2 A_m(z)}{\partial z^2} - 2i\beta_m \frac{\partial A_m(z)}{\partial z} \right) \mathcal{E}_m e^{-i\beta_m z} \\
& = -\omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \Delta \epsilon(x, z) \sum_m A_m(z) \mathcal{E}_m e^{-i\beta_m z} \tag{1.25}
\end{aligned}$$

Cette équation décrit la variation des amplitudes des modes  $\mathbf{E}_m$  d'un guide d'onde. Regardons maintenant le couplage optique entre deux modes différents. Projets cette équation sur les modes  $\mathbf{E}_k$ , en utilisant l'orthogonalité des modes, on aura un système d'équations différentielles couplées dont les inconnues sont les amplitudes  $A_k(z)$  :

$$\frac{\partial^2 A_k(z)}{\partial z^2} - 2i\beta_k \frac{\partial A_k(z)}{\partial z} = -2|\beta_k| \sum_m C_{km}(z) A_m(z) e^{i(\beta_k - \beta_m)z} \tag{1.26}$$

avec

$$C_{km}(z) = \frac{\omega \epsilon_0}{4} \int \mathcal{E}_k^* \cdot \Delta \epsilon \cdot \mathcal{E}_m dx \tag{1.27}$$

est le coefficient de couplage entre les modes  $k$  et  $m$ , définie par l'intégrale de recouvrement entre les modes et la perturbation. Il dépend de  $z$  vu qu'on discute un système général de guides d'onde, ayant une forme arbitraire suivant  $z$ . Dans le cas des guides parallèles, invariants suivant  $z$ , ce coefficient sera constant.

Prenons en compte l'approximation de l'enveloppe lentement variable, on peut alors négliger le terme de la dérivée seconde des amplitudes  $A_k(z)$  dans l'équation

(1.26),

$$\left| \frac{\partial^2 A_k(z)}{\partial z^2} \right| \ll \left| \beta_k \frac{\partial A_k(z)}{\partial z} \right| \quad (1.28)$$

On obtient ainsi une équation différentielle du premier ordre décrivant le système

$$\frac{\partial A_k(z)}{\partial z} = -i \frac{|\beta_k|}{\beta_k} \sum_m C_{km}(z) A_m(z) e^{i(\beta_k - \beta_m)z} \quad (1.29)$$

Le couplage optique des différentes modes  $E_m$  au cours de la propagation dans un guide d'onde est décrit par cette équation. Le désaccord entre les constantes de couplage des modes  $m$  et  $k$ , donnée par  $\Delta\beta = \beta_m - \beta_k$  joue un rôle dans la part de l'intensité couplée entre les modes optiques. Évidemment, dans le cas où la perturbation est nulle ( $\Delta n^2(\vec{r}) = 0$ ), le couplage entre les modes sera nul aussi, retrouvant aussi la condition d'orthogonalité déjà discutée.

### Coupleur directionnel

Considérons dans cette section, un cas particulier, le coupleur directionnel. C'est une structure formée de deux guides d'onde parallèles ayant chacun ses propres caractéristiques. Soient deux guides d'onde  $A$  et  $B$ , de largeur  $W_A$  et  $W_B$  respectivement. Le cœur du guide  $A$  (resp.  $B$ ) possède un indice de réfraction qui vaut  $n_A$  (resp.  $n_B$ ) face à la gaine d'indice  $n_2$ . Les contrastes d'indice sont donc  $\Delta n_{A,B} = n_{A,B} - n_2$ . La perturbation des constantes diélectriques  $\Delta\epsilon$  en (1.21) dues à la présence du second guide sont donc

$$\Delta\epsilon_A = n_A^2 - n_2^2, \quad (1.30a)$$

$$\Delta\epsilon_B = n_B^2 - n_2^2, \quad (1.30b)$$

la première étant la perturbation pour le guide  $B$  due à la présence du guide  $A$ , et vice versa. Sans limiter la généralité de notre traitement nous pouvons supposer  $n_A > n_B > n_2$ . Les deux guides sont séparés d'une distance  $s$ . La situation est représentée sur la Fig. 1.7. En injectant une onde lumineuse dans le guide  $A$ , cette onde peut être transférer partiellement ou bien totalement vers le guide voisin  $B$  due à la partie évanescente de l'onde. Ce transfert de lumière dépend fortement de la distance interguide  $s$ , des largeurs des guides  $W_A$  et  $W_B$ , des contrastes d'indice  $\Delta n_A$  et  $\Delta n_B$  et de la longueur du dispositif  $L$ . Cette section a pour but de calculer la constante de couplage entre deux guides voisins.

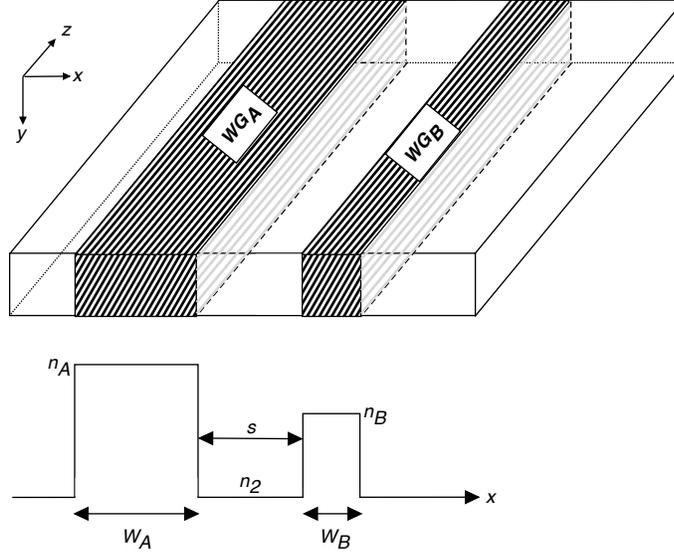


FIGURE 1.7 – Coupleur directionnel.  $W_A$  (resp.  $W_B$ ) est la largeur du guide A (resp. B).  $n_A$  (resp.  $n_B$ ) est l'indice de réfraction du coeur du guide A (resp. B).  $n_2$  est l'indice de réfraction de la gaine.

On considère le cas de deux guides monomodes, le champ électrique de chaque guide d'onde pris individuellement est donné par :

$$\begin{aligned}\mathbf{E}_A(x, z) &= A_A(z)\mathcal{E}_A(x)e^{-i\beta_A z}, \\ \mathbf{E}_B(x, z) &= A_B(z)\mathcal{E}_B(x)e^{-i\beta_B z},\end{aligned}$$

où  $A_A$  et  $A_B$  sont les amplitudes des champs dans le guide A et B respectivement.  $\mathcal{E}_A$  et  $\mathcal{E}_B$  sont les profils des modes fondamentaux donnés par l'équation (1.17).

Nous posons le champ total dans le système comme une superposition de ces deux modes

$$\mathbf{E}(x, z) = A_A(z)\mathcal{E}_A(x)e^{-i\beta_A z} + A_B(z)\mathcal{E}_B(x)e^{-i\beta_B z}.$$

En absence de perturbation par le guide voisin, chaque mode se propagerait dans son propre guide sans couplage et donc avec une amplitude  $A_A$  (ou  $A_B$ ) constante et donnée par l'amplitude à l'entrée de la structure. Par contre, si les guides sont suffisamment proches les modes des guides individuels ne correspondent plus aux

modes propres de l'ensemble de la structure. Cela est équivalent à considérer un couplage entre les modes des guides A et B donnant lieu à une variation des amplitudes  $A_A$  et  $A_B$  en fonction de  $z$ . Avec l'équation (1.29), on obtient :

$$\frac{\partial A_A}{\partial z} = -iC_{AB}A_B e^{-i\Delta\beta z} \quad (1.31a)$$

$$\frac{\partial A_B}{\partial z} = -iC_{BA}A_A e^{i\Delta\beta z}, \quad (1.31b)$$

avec  $\Delta\beta = \beta_B - \beta_A$ ;  $C_{AB}$  et  $C_{BA}$  sont les constantes de couplage définies par les intégrales de recouvrement des modes guidés (eq.(1.27)) [52] :

$$C_{BA}(z) = \frac{\omega\epsilon_0}{4} \int_{WGA} (n_A^2 - n_2^2) \mathcal{E}_A(x) \mathcal{E}_B(x) dx; \quad (1.32a)$$

$$C_{AB}(z) = \frac{\omega\epsilon_0}{4} \int_{WGB} (n_B^2 - n_2^2) \mathcal{E}_B(x) \mathcal{E}_A(x) dx; \quad (1.32b)$$

Ces deux intégrales de recouvrement s'étendent seulement sur les largeurs des guides A (resp. B) parce que seulement là les perturbations  $n_A^2 - n_2^2$  (resp.  $n_B^2 - n_2^2$ ) sont non nulles.

Les équations (1.31b) montrent que la variation de l'amplitude du champ dans un guide d'onde dépend de l'amplitude du champ dans le guide voisin, la constante de couplage entre les deux guides et les constantes de propagation correspondantes à chaque guide d'onde.

### Résolution des équations

Dans la section précédente, on a vu que la variation des amplitudes du champ électrique est décrit par un système d'équations couplées du premier ordre (eq. (1.31b)). Cela se laisse facilement transformer dans une équation différentielle du second ordre

$$\frac{\partial^2 A_A}{\partial z^2} + i\Delta\beta \frac{\partial A_A}{\partial z} + C_{AB}C_{BA}A_A = 0. \quad (1.33)$$

Dans cette sous-section, on donne la solution permettant d'obtenir une relation explicite de l'amplitude du champ dans les guides d'onde en fonction de la longueur de propagation ( $z$ ).

La solution de l'équation (1.33) est de la forme

$$A_A(z) = ae^{\alpha+z} + be^{\alpha-z}$$

où  $a$  et  $b$  sont des constantes d'intégration,  $\alpha_+$  et  $\alpha_-$  sont des solutions de l'équation caractéristique suivante,

$$\alpha^2 + i\Delta\beta\alpha + C_{AB}C_{BA} = 0.$$

Donc,

$$\alpha_{\pm} = -i\frac{\Delta\beta}{2} \pm i\sqrt{C_{AB}C_{BA} + \frac{\Delta\beta^2}{4}}.$$

La solution de l'équation (1.33) est alors sous la forme

$$A_A(z) = e^{-i\frac{\Delta\beta}{2}z} \left( ae^{i\kappa z} + be^{-i\kappa z} \right)$$

avec

$$\kappa = \sqrt{C_{AB}C_{BA} + \frac{\Delta\beta^2}{4}}.$$

Le calcul est similaire pour  $A_B(z)$ .

Considérons maintenant le cas où les constantes de couplage sont égales  $C_{AB} = C_{BA} = C$  (guides identiques) et que l'onde est injectée initialement dans le guide  $A$ . Les conditions initiales sont alors,

$$\begin{aligned} A_A(z=0) &= A_0, \\ A_B(z=0) &= 0. \end{aligned}$$

Donc, avec ces conditions aux limites, les solutions de l'équation (1.33) seront données par

$$\begin{aligned} A_A(z) &= A_0 e^{-i\frac{\Delta\beta}{2}z} \left[ \cos \kappa z + i\frac{\Delta\beta}{2\kappa} \sin \kappa z \right] \\ A_B(z) &= -iA_0 \frac{C}{\kappa} e^{i\frac{\Delta\beta}{2}z} \sin \kappa z \end{aligned}$$

L'intensité totale dans les guides d'onde est donnée par la somme des intensités portées par chacun des modes. Elle est définie par

$$I_0 = I_A(z) + I_B(z) \propto |A_A(z)|^2 + |A_B(z)|^2,$$

avec

$$I_A(z) = I_0 \left[ \cos^2 \kappa z + \left( \frac{\Delta\beta}{2\kappa} \right)^2 \sin^2 \kappa z \right]$$

$$I_B(z) = I_0 \frac{C^2}{\kappa^2} \sin^2 \kappa z,$$

où  $I_0$  est l'intensité totale à l'entrée du guide A pour  $z = 0$ . Cette équation montre que l'intensité optique est une fonction sinusoïdale avec une demi période qui vaut

$$L_c = \frac{\pi}{2\kappa} = \frac{\pi}{2\sqrt{C_{AB}C_{BA} + \frac{\Delta\beta^2}{4}}}.$$

La quantité  $L_c$  est appelée la "longueur de couplage optique". C'est la longueur nécessaire pour un transfert maximal d'intensité du guide A vers le guide B et vice versa.

Le transfert est total si  $\kappa = C = \sqrt{C_{AB}C_{BA}}$ , c'est à dire si  $\Delta\beta = 0$  (guides résonants). Il devient partiel pour des guides désaccordés  $\Delta\beta \neq 0$  dans lequel le taux de transfert d'intensité correspond au rapport  $\frac{C^2}{\kappa^2} = 1/(1 + \Delta\beta^2/4C^2)$ . Donc si  $\Delta\beta = 2C$ , seulement la moitié de l'intensité peut être transférée. La variation de l'intensité pour ces deux cas est illustrée sur la Fig. 1.8. Cette figure 1.8 montre

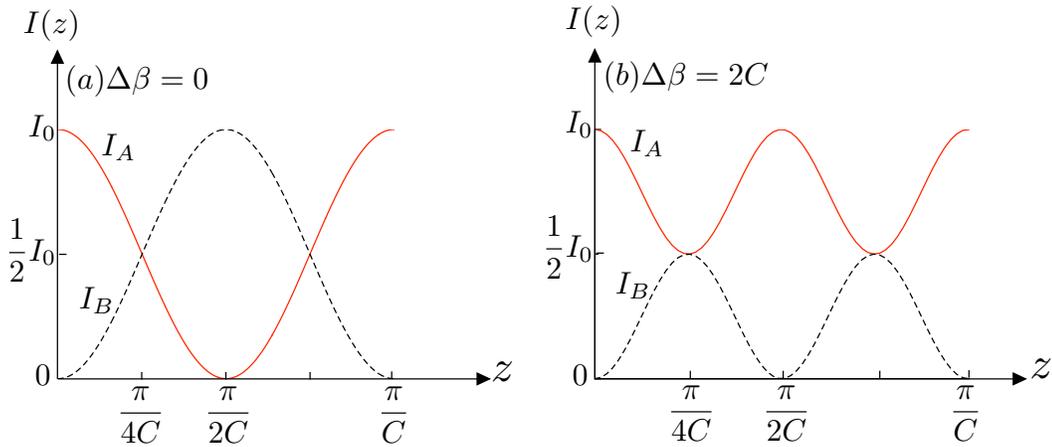


FIGURE 1.8 – La variation de l'intensité lumineuse dans les guides d'onde A et B en fonction de la position  $z$  pour (a)  $\Delta\beta = 0$  et (b)  $\Delta\beta = 2C$ .

que pour le cas d'un coupleur directionnel résonant tel que  $\Delta\beta = 0$ , la puissance oscille complètement entre les deux guides (Fig. 1.8 (a)). Par contre, pour le cas des guides désaccordées ( $\Delta\beta = 2C$ ), la puissance oscille entre les deux guides d'onde avec un transfert maximal de la moitié d'intensité (Fig. 1.8 (b)) et avec une périodicité plus rapide. Noter que pour des guides identiques ( $\Delta\beta = 0$ ) on a, après une distance  $\pi/4C$ , un diviseur de puissance 50 :50 alors que après une distance  $\pi/2C$  toute la lumière passe dans l'autre guide (coupleur directionnel). Dans les deux cas néanmoins, ces propriétés présentent une variation sous changement de la longueur d'onde en raison du fait que la constante de couplage est fortement dispersive.

Dans le cas particulier où les guides d'onde sont identiques, il est possible d'exprimer les intégrales (1.32b), pour les modes TE, par une expression analytique [52] qui dépend de plusieurs paramètres

$$C = \frac{2h_m^2 \gamma_m e^{-\gamma_m s}}{\beta_m (W + 2/\gamma_m)(h_m^2 + \gamma_m^2)} \quad (1.34)$$

où  $h_m$  est la constante de propagation transverse (1.14),  $\gamma_m$  est le coefficient d'extinction (1.15),  $\beta_m$  est la constante de propagation longitudinale pour le mode  $m$  (1.2),  $W$  est la largeur des guides d'onde et  $s$  est la distance interguide.

On rappelle que cette expression est valable pour une onde polarisée TE. Le cas d'une polarisation TM sera traité dans l'annexe A. La formule (1.34) de la constante de couplage montre explicitement sa dépendance avec la largeur des guides  $W$  et la distance interguide  $s$ . Elle dépend aussi des indices de réfraction du cœur et de la gaine des guides et de la longueur d'onde de l'onde injectée en raison de leur influence sur les constantes de propagation  $\beta_m$  et  $h_m$  et sur le coefficient d'extinction  $\gamma_m$ . Un exemple de ces variations est illustrée sur la Fig. 1.9. En général, la constante de couplage augmente avec la longueur d'onde (au moins jusqu'à un certain point (voir Fig. 1.9)) et diminue avec la largeur des guides, la distance interguide et le contraste d'indice si les autres paramètres sont constants.

### Estimation des valeurs des constantes de couplage

Nous voulons tout d'abord donner une estimation des valeurs des constantes de couplage. Soit  $R$  le rapport entre l'intégrale de recouvrement et l'auto-normalisation

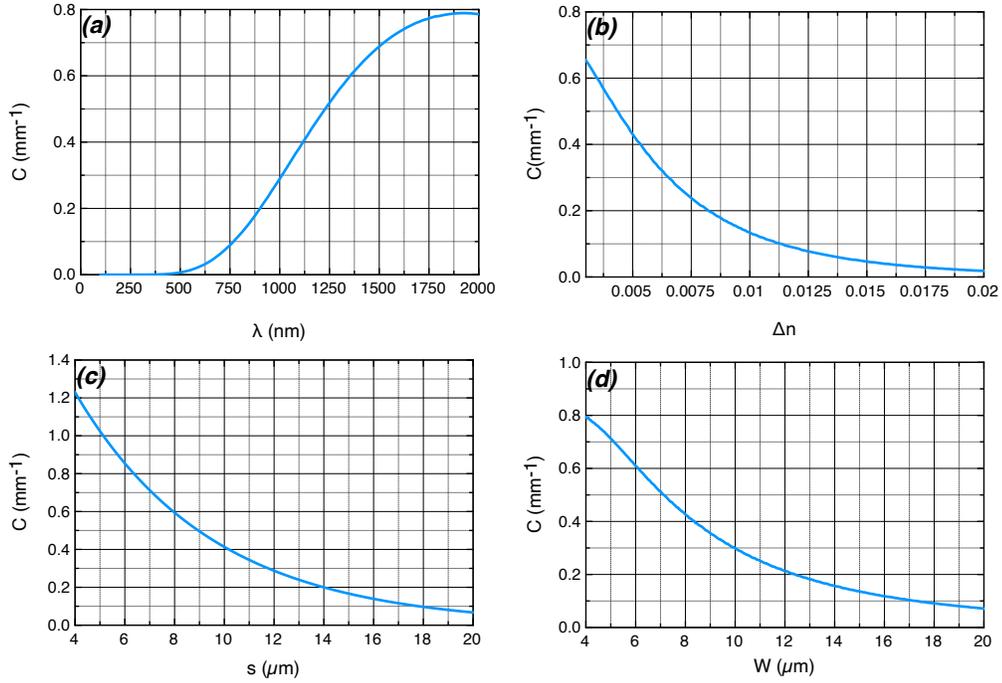


FIGURE 1.9 – Dépendance de la constante de couplage en fonction de la variation (a) de la longueur d'onde  $\lambda$ , (b) du contraste d'indice  $\Delta n$ , (c) de la distance interguide  $s$ , (d) de la largeur des guides d'onde  $W$ . Ici une structure formée de deux guides d'onde parallèles est considérée. A l'exception du paramètre varié, les autres paramètres sont constants :  $W = 5 \mu\text{m}$ ,  $s = 7 \mu\text{m}$ ,  $\Delta n = 0.002$  et  $\lambda = 1550 \text{ nm}$ .

du champ (eq. (1.32b)). Il est donné pour le cas de (1.32b) (a) par :

$$R = \frac{\int_{WG_A} \mathcal{E}_A(x) \mathcal{E}_B(x) dx}{\int_{-\infty}^{+\infty} |\mathcal{E}_A(x)|^2 dx}.$$

Donc, les constantes de couplages peuvent se réécrire approximativement sous la forme

$$C_{BA}(z) = \frac{\omega \epsilon_0}{4} \frac{2w\mu_0}{\beta_m} (n_A^2 - n_2^2) R \quad (1.35a)$$

$$C_{AB}(z) = \frac{\omega \epsilon_0}{4} \frac{2w\mu_0}{\beta_m} (n_B^2 - n_2^2) R. \quad (1.35b)$$

L'équation (1.35a) peut s'écrire aussi comme

$$C_{AB}(z) \cong \frac{k_0^2}{2\beta_m} (n_A^2 - n_2^2) R, \quad (1.36)$$

avec  $k_0 = w/c$ . Cette équation montre que la constante de couplage dépend principalement du contraste d'indice et de l'intégrale de recouvrement. Nous pouvons distinguer les deux cas limites d'un petit et d'un grand contraste d'indice :

- Cas 1 : Petit contraste d'indice ( $n_A \approx n_2$ ).

Dans ce cas, on a

$$n_A^2 - n_2^2 = (n_A + n_2)(n_A - n_2) \cong 2n\Delta n$$

avec  $\Delta n = n_A - n_2$  et  $n = n_A \approx n_2$  ;

Alors, la constante de couplage sera :

$$C_{AB}(z) \cong \frac{k_0^2}{2\beta_m} (2n\Delta n)R \approx \frac{k_0}{2n_{eff}} (2n\Delta n)R = \frac{\pi}{\lambda} (2\Delta n)R \quad (1.37)$$

avec  $\beta_m = k_0 n_{eff,m}$ .

- Cas 2 : Grand contraste d'indice ( $n_A > n_2$ )

Dans ce cas, on peut approximer  $n_A^2 - n_2^2$  par  $n_A^2$  ( $\beta_m = k_0 n_A$ ). On obtient donc

$$C_{AB}(z) = \frac{k_0^2}{2\beta_m} (n_A^2)R \approx \frac{k_0}{2} (n_A)R \approx \frac{\pi}{\lambda} (n_A)R \quad (1.38)$$

Pour donner des ordres de grandeurs, supposons une intégrale de recouvrement  $R$  de 5% pour  $\lambda = 1\mu\text{m}$ . On obtient alors pour le cas 1 (en supposant  $\Delta n = 3 \cdot 10^{-3}$ ) une valeur de  $C_{AB} \cong 1 \text{ mm}^{-1}$ . Par contre, pour le cas 2, avec  $n_A = 3$ , on a  $C_{AB}(z) \cong 471 \text{ mm}^{-1}$ . Une argumentation similaire vaut pour la constante de couplage  $C_{BA}$ . Une comparaison de (1.37) et (1.38) montre qu'un grand contraste d'indice est avantageux, cela à condition de maintenir une valeur assez grande de  $R$ , l'intégrale de recouvrement normalisée donc typiquement dans ce type de considération, cela revient à diminuer les dimensions du système.

Le couplage optique dépend alors fortement des caractéristiques des guides d'onde. Pour des guides similaires, le couplage optique est identique d'un guide à l'autre. Par contre, ce n'est pas le cas pour des guides d'onde différents.

Prenons l'exemple d'un coupleur directionnel présenté sur la Fig. 1.10. Dans le cas symétrique, où les guides d'onde possèdent la même largeur et le même contraste

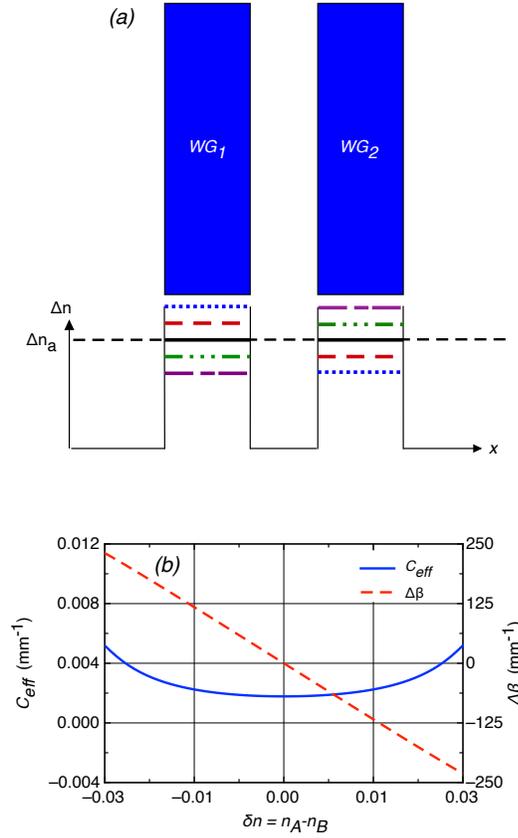


FIGURE 1.10 – (a) Coupleur directionnel composé de deux guides d'onde de contraste d'indice  $\Delta n_A$  et  $\Delta n_B$  qui varient autour d'une valeur moyenne  $\Delta n_C = (\Delta n_A + \Delta n_B)/2 = 0.035$ , de largeur  $W = 5\mu\text{m}$  séparés d'une distance de  $s = 7\mu\text{m}$ . (b) La variation de la constante de couplage effectif  $C_{eff}$  et du désaccord de phase  $\Delta\beta$  en fonction de la différence des indices de réfraction  $\delta n = n_A - n_B$  des guides A et B.

d'indice  $\Delta n_C$ , la constante de couplage d'un guide à l'autre est la même  $C_{AB} = C_{BA}$ , et sa valeur effectif sera  $C_{eff} = \sqrt{C_{AB}C_{BA}} = C$ .

Supposons maintenant que les guides ne sont plus identiques, ils possèdent des contrastes d'indices différents  $\Delta n_A$  et  $\Delta n_B$  qui varient autour d'une valeur moyenne  $\Delta n_C = (\Delta n_A + \Delta n_B)/2$ . Dans ce cas, le couplage du guide A vers le guide B sera différent du couplage du guide B vers le guide A,  $C_{AB} \neq C_{BA}$ . Tandis que la constante du couplage effectif  $C_{eff} = \sqrt{C_{AB}C_{BA}} \cong C$  reste quasiment constante. Par contre, le désaccord de phase  $\Delta\beta$  en valeur absolue augmente fortement avec le contraste d'indice. Un exemple de la variation de la constante de couplage et du

désaccord de phase en fonction de la différence entre les indices de réfraction du guide A et B sont montrés sur la Fig. 1.10.

Pour  $\delta n = \Delta n_A - \Delta n_B = 0$ , les deux guides d'onde sont complètement identiques. Nous sommes alors dans le cas des guides résonants où  $\Delta\beta = 0$ . Ici, on suppose que les guides d'onde ont la même forme mais de contrastes d'indices différents. Plus cette différence existe, plus les guides ne sont pas accordés et par suite  $\Delta\beta$  augmente et la capacité du transfert de la lumière d'un guide à l'autre diminue comme on a vu dans la section précédente.

Nous avons présenté ici la théorie des modes couplés (CMT) qui décrit le couplage optique dans un système de guides d'onde. Dans la section suivante, on introduira l'analogie entre un système quantique et un réseau de guides d'onde, gouverné par la CMT.

## 1.2 Analogie optique-quantique

### 1.2.1 Introduction

Comme nous avons déjà discuté, une analogie permet de comparer différents phénomènes ayant des propriétés communes ou des comportements similaires afin de comprendre leur nature et d'expliquer des concepts physiques apparemment difficiles à appréhender. C'est une correspondance dans les relations entre différents objets qui peuvent être modélisés en général par des équations mathématiques similaires.

Il existe de nombreuses analogies entre plusieurs domaines de la physique. Les analogies existant entre différents aspects de la physique quantique et de la physique classique ont reçu une attention particulière ces dernières années. Elles permettent d'étudier de nombreuses lois ou phénomènes quantiques à l'échelle macroscopique. Même si ces deux domaines semblent très différents dans le formalisme et les concepts fondamentaux, de nombreux concepts de la physique quantique sont en réalité issus de notions classiques [65, 66]. Un exemple qui nous intéresse et qui sera la base de toutes les études de cette thèse, est l'équation de Schrödinger dépendante du temps qui a la même forme mathématique que l'équation qui décrit le couplage optique et qui a été formulée à partir de concepts optiques classiques [67].

Des progrès ont été récemment réalisés dans le cadre des analogies de plusieurs effets quantiques cohérents rencontrés en physique atomique, moléculaire ou de la

matière condensée avec des systèmes d'optique ondulatoire [68, 69]. Parmi celles-ci, une attention particulière a été portée à des structures de guides d'onde optiques couplés[15].

Nous nous intéressons dans nos études aux analogies entre le transfert de population dans un système quantique d'états discrets couplés par un champ cohérent et le couplage de la lumière dans un système de guides d'onde. Pour illustrer ceci nous avons choisi de discuter ici cette analogie dans le cadre du phénomène du STIRAP (STImulated Raman Adiabatic Passage) quantique et son analogue en optique guidée. Le STIRAP consiste en un transfert robuste et efficace de population entre deux états quantiques dans un système de trois états d'énergie discrets. Il a été introduit en 1990 par Gaubatz et al. [70]. Il trouve aujourd'hui des applications dans plusieurs domaines en physique atomique et moléculaire, en physique du solide et, par analogie, en différents domaines de la physique classique [71]. L'analogie entre un système d'états d'énergie discrets et un réseau de guides d'onde est fondée sur l'analogie entre l'équation de Schrödinger pour le couplage entre les états dans le cadre de l'approximation de l'onde tournante (RWA, "rotating wave approximation") et l'équation qui caractérise le couplage optique entre les guides dans le cadre de la théorie des modes couplés (voir section 1.1.4). Cette analogie implique une équivalence entre les fréquences de Rabi du système quantique et les constantes de couplage évanescents dans le système classique de guides. On verra dans cette partie une description détaillée de cette analogie.

### 1.2.2 Principe du STIRAP

Le STIRAP est un processus très utilisé principalement dans la manipulation des structures quantiques [72, 23]. Il consiste en un transfert de population d'un état quantique  $|1\rangle$  vers l'état cible  $|3\rangle$  d'un système quantique à trois niveaux d'énergie. Ce transfert a lieu sans peupler l'état intermédiaire  $|2\rangle$  qui peut être affecté par des pertes par émission spontanée. L'adiabaticité du processus est à l'origine de ses caractéristiques. Dans cette section, on introduit la théorie de base du STIRAP et les équations qui décrivent l'évolution adiabatique du système.

Pour les transitions radiatives, l'excitation est induite par un champ électrique agissant sur un moment dipolaire de transition  $\vec{\mu}_n$ . On considère le rayonnement comme un champ quasi monochromatique, de fréquence  $\omega$ , de grandeur  $E(t) = \varepsilon_n(t) \cos(\omega t)$ , où  $\varepsilon_n(t)$  est l'amplitude de l'enveloppe du champ électrique (lente-ment variable). Les fréquences de Rabi sont liées au champ électrique par le produit

scalaire

$$\Omega_n(t) = \frac{-\vec{\mu}_n(t) \cdot \vec{\varepsilon}_n(t)}{\hbar}.$$

Si le moment dipolaire de la transition ne dépend pas du temps, la fréquence de Rabi sera directement proportionnelle à l'enveloppe du champ cohérent par exemple l'enveloppe de l'impulsion laser pour une transition correspondant à des fréquences optiques.

Considérons un système quantique à trois niveaux d'énergie ayant une configuration  $\Lambda$  comme illustré sur la Fig. 1.11. Les états  $|1\rangle$  et  $|2\rangle$  sont couplés par une interaction avec une impulsion pompe de fréquence de Rabi  $\Omega_P$ . De même, les états  $|2\rangle$  et  $|3\rangle$  sont couplés par une interaction avec une impulsion Stokes de fréquence de Rabi  $\Omega_S$ . Le couplage sera plus efficace lorsque les fréquences laser individuelles sont accordées sur leurs fréquences de résonance respectives. On peut montrer, que dans le cadre de la RWA, l'évolution adiabatique du système couplé est décrite par l'équation de Schrödinger suivante

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \Psi(t) = H(t) \Psi(t) \quad (1.39)$$

où  $\Psi(t)$  est la fonction d'onde dépendante du temps décrivant l'état du système de trois niveaux

$$\Psi(t) = \sum_{n=1}^3 A_n(t) \Psi_n$$

ou  $A_n(t)$  est l'amplitude de probabilité de présence à l'instant  $t$  sur l'état de base associé à la fonction d'onde  $\Psi_n$ . Le carré de son module donne la probabilité  $P_n$  de présence sur l'état  $|n\rangle$  au temps  $t$ ,

$$P_n(t) = |A_n(t)|^2 = |\langle \psi_n | \psi(t) \rangle|^2.$$

L'évolution temporelle du système est décrite par l'Hamiltonien  $H(t)$ , défini par une matrice d'ordre  $N$  ( $N = 3$  dans le cas considéré ici) contenant les fréquences de Rabi des impulsions laser couplant les états. Elle est donnée, dans le cas de l'approximation des ondes tournantes (RWA) [73] par

$$H(t) = \frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} 0 & \Omega_P(t) & 0 \\ \Omega_P(t) & 2\Delta_P(t) & \Omega_S(t) \\ 0 & \Omega_S(t) & 2(\Delta_P(t) - \Delta_S(t)) \end{pmatrix}. \quad (1.40)$$

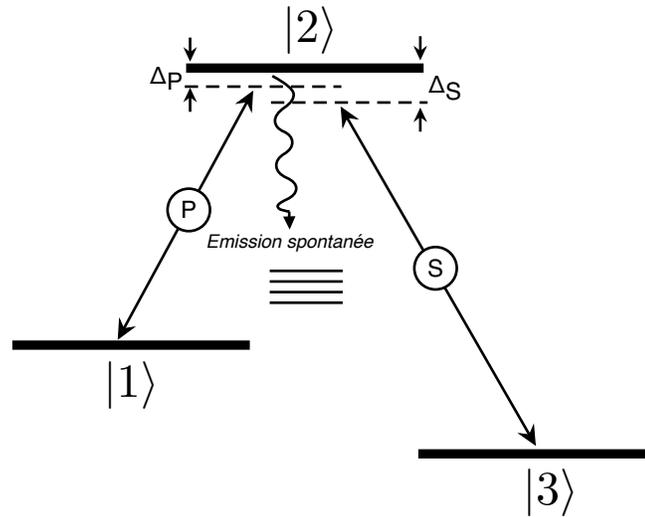


FIGURE 1.11 – Système quantique à trois niveaux d’énergie. Les deux premiers états sont couplés par l’impulsion *pompe* ( $P$ ) et les deux derniers par l’impulsion *Stokes* ( $S$ ).  $\Delta_P$  et  $\Delta_S$  sont les désaccords entre les fréquences des impulsions laser pompe et Stokes, et les fréquences de résonances des transitions correspondantes. L’état  $|2\rangle$  peut avoir des pertes par émission spontanée. Le niveau d’énergie  $|3\rangle$  peut être plus ou moins énergétique que l’état  $|1\rangle$ .

Ici,  $\Delta_P$  et  $\Delta_S$  sont les désaccords entre la fréquence des impulsions laser pompe et Stokes, et les fréquences de résonances des transitions correspondantes.

Le transfert complet de population de l’état  $|1\rangle$  vers l’état  $|3\rangle$  a lieu en assurant une séquence contre-intuitive des impulsions lasers. Initialement, le laser de Stokes couple les deux états vides, et donc il ne change pas la population de l’état  $|1\rangle$ . Ce laser crée alors une superposition cohérente des deux états initialement non peuplés  $|2\rangle$  et  $|3\rangle$ . Lorsque cet état de superposition cohérent est ensuite couplé à l’état peuplé  $|1\rangle$  par le laser de pompe, l’état  $|1\rangle$  reste piégé parce que la fréquence de transition vers l’état  $|2\rangle$  a été modifiée par le couplage entre les états  $|2\rangle$  et  $|3\rangle$  (“dressed state”) [74]. C’est un état à partir duquel le laser de pompe ne peut pas transférer la population vers l’état intermédiaire en décroissance radiative (émission spontanée). Au contraire, la population est directement canalisée vers l’état  $|3\rangle$ .

Bien que la présence des désaccords à un photon  $\Delta_P$  et  $\Delta_S$  n’empêche pas le transfert de population, il est essentiel que la condition de résonance à deux photons  $\Delta_P = \Delta_S = \Delta$  s’applique [75].

Dans ce qui suit, nous discutons de la dynamique de l’excitation cohérente sur la

base des états propres dépendant du temps de l'hamiltonien de l'équation (1.40). Il est facile de vérifier que les combinaisons linéaires suivantes des états  $|1\rangle$ ,  $|2\rangle$  et  $|3\rangle$  sont des états propres de l'hamiltonien instantané de l'équation (1.40)

$$|\varphi_0\rangle = \cos \Theta |1\rangle - \sin \Theta |3\rangle \quad (1.41)$$

$$|\varphi_+\rangle = \sin \Theta \sin \Phi |1\rangle + \cos \Phi |2\rangle + \cos \Theta \sin \Phi |3\rangle \quad (1.42)$$

$$|\varphi_-\rangle = \sin \Theta \sin \Phi |1\rangle - \sin \Phi |2\rangle + \cos \Theta \cos \Phi |3\rangle \quad (1.43)$$

où  $\Theta$  est lié au rapport des fréquences de Rabi dépendant du temps et  $\Phi$  est lié au rapport entre les fréquences de Rabi et le désaccord [76]. Ces angles sont données par les relations suivantes,

$$\tan \Theta(t) = \frac{\Omega_P(t)}{\Omega_S(t)}, \quad (1.44)$$

$$\tan 2\Phi(t) = \frac{\Omega_P^2(t) + \Omega_S^2(t)}{\Delta(t)}. \quad (1.45)$$

Similairement, on peut facilement montrer que l'Hamiltonien (1.40) admet trois valeurs propres distinctes donnée par

$$\lambda_0 = 0, \quad (1.46)$$

$$\lambda_+(t) = \frac{1}{2} \left[ \Delta(t) + \sqrt{\Delta^2(t) + \Omega_P^2(t) + \Omega_S^2(t)} \right], \quad (1.47)$$

$$\lambda_-(t) = \frac{1}{2} \left[ \Delta(t) - \sqrt{\Delta^2(t) + \Omega_P^2(t) + \Omega_S^2(t)} \right]. \quad (1.48)$$

L'objectif est de contrôler le vecteur d'état  $|\Psi\rangle$ , ainsi que la répartition de la population entre les trois états  $|1\rangle$ ,  $|2\rangle$  et  $|3\rangle$ . Supposons que la population est initialement dans l'état  $|1\rangle$  et donc  $|\Psi\rangle$  est aligné avec  $|1\rangle$ . A la fin de l'évolution, nous voulons que  $|\Psi\rangle$  soit parallèle à  $|3\rangle$ . Il est en particulier souhaitable d'éviter de peupler l'état  $|2\rangle$ , dont la population peut s'affaiblir par effet de l'émission spontanée vers d'autres états (voir Fig. 1.11).

Les états propres  $|\varphi_+\rangle$  et  $|\varphi_-\rangle$  sont représentés par une combinaison linéaire des trois états  $|1\rangle$ ,  $|2\rangle$  et  $|3\rangle$ . Ils comprennent, en particulier, une composante sur l'état  $|2\rangle$  [77]. On souhaite donc éviter la population dans l'un ou l'autre de ces deux états  $|\varphi_+\rangle$  et  $|\varphi_-\rangle$ . L'état  $|\varphi_0\rangle$  est associé à une valeur propre nulle et constante, il ne possède aucune composante sur l'état de base  $|2\rangle$ . De ce fait, il s'appelle

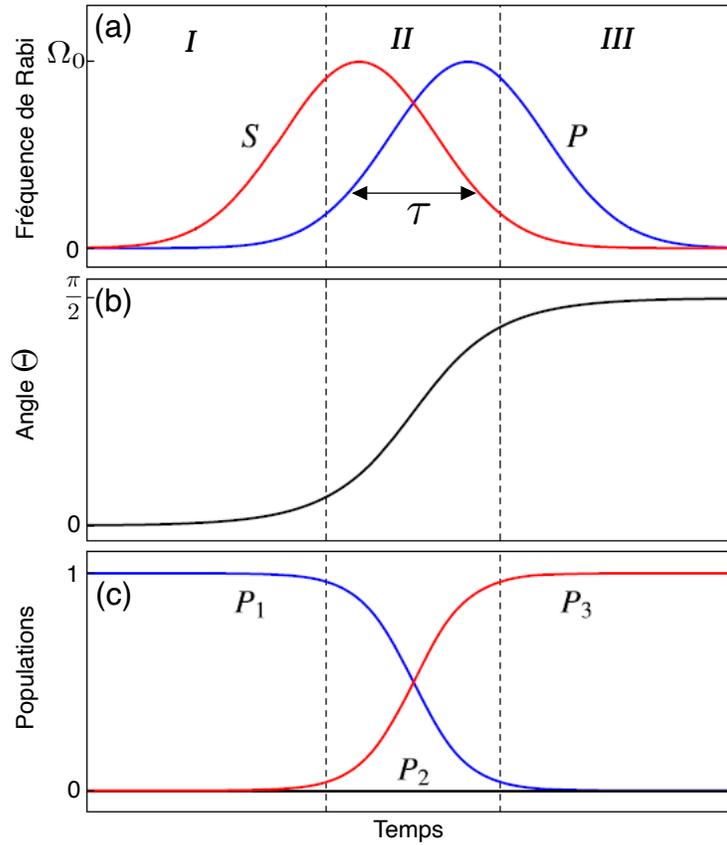


FIGURE 1.12 – Dynamique temporelle du système pour le STIRAP : (a) Evolution des fréquences de Rabi des impulsions laser  $\Omega_P$  et  $\Omega_S$ , (b) Angle  $\Theta$  correspondant et (c) Population sur les trois niveaux [78]

”état sombre” (dark state). Cet état n’est pas infecté par une perte de population par émission spontanée. Si on arrive à suivre adiabatiquement cet état  $|\varphi_0\rangle$ , il sera possible de passer de l’état  $|1\rangle$  à l’état  $|3\rangle$  (sans passer par l’état  $|2\rangle$ ) à condition que l’angle  $\Theta$  varie dans le temps de la façon appropriée. Une telle variation lente de l’angle  $\Theta$  de 0 vers  $\pi/2$  est donc essentielle pour avoir un transfert adiabatique de population. Il sera réalisé si l’impulsion Stokes précède l’impulsion pompe, comme le montre la Fig. 1.12. Cet ordre des impulsions laser est contre-intuitif parce que la liaison entre les deux derniers états est installée avant celle entre les deux premiers. Nous pouvons identifier trois régions distincts I, II et III sur le

diagramme d'évolution dynamique.

Dans la région I, seul le laser Stokes est présent. Initialement, la fréquence de Rabi  $\Omega_P$  est pratiquement nulle, c'est-à-dire que l'angle  $\Theta$  est proche de 0. Par conséquent, comme les atomes sont exposés au laser de Stokes uniquement, l'état  $|\varphi_0\rangle$  est identique à l'état  $|1\rangle$  ainsi qu'au vecteur d'état  $|\Psi\rangle$ . Ainsi, dans la région I, trois vecteurs sont alignés : le vecteur représentant l'état  $|1\rangle$ , le vecteur  $|\varphi_0\rangle$  du système fortement couplé, et le vecteur d'état  $|\Psi\rangle$  (voir Fig. 1.13).

Dans l'intervalle II, après le passage par son maximum, la fréquence de Rabi du laser Stokes  $\Omega_S$  est réduite lentement tandis que la fréquence de Rabi du laser de pompe  $\Omega_P$  augmente jusqu'à sa valeur maximale, changeant progressivement l'angle  $\Theta$  de 0 vers  $\pi/2$ . Comme le montre la Fig. 1.13, le vecteur  $|\varphi_0\rangle$  est mis en rotation vers la direction de l'état  $|3\rangle$  dans un plan perpendiculaire à la direction de l'état  $|2\rangle$  dans l'espace d'Hilbert<sup>2</sup>. Par conséquent, pendant ce mouvement, le vecteur n'acquiert jamais une composante vers l'état  $|2\rangle$ .

Dans la région III, le vecteur d'état  $\Psi$  est aligné avec l'état  $|3\rangle$ . La population est maintenant presque complètement transférée dans cet état. L'impulsion  $\Omega_S$  faible n'induit pas de transitions vers l'état  $|2\rangle$  car le champ P fort couple les deux premiers états  $|1\rangle$  et  $|2\rangle$  en formant un état habillé (dressed state) qui devient hors résonance pour une transition à l'énergie de transition entre  $|3\rangle$  et  $|2\rangle$ .

Si le couplage est insuffisant, le mouvement du vecteur d'état  $\Psi$  sera en retard sur le mouvement des états propres. Il est donc évident que le vecteur d'état acquiert alors une composante le long de  $|\varphi_+\rangle$  ou  $|\varphi_-\rangle$  par couplage dit non adiabatique, et par suite une partie de la population pourra atteindre l'état de base  $|2\rangle$ . Donc la population ne sera pas transférée complètement. Cependant, un couplage non adiabatique est négligeable lorsque le couplage radiatif est suffisamment fort. Cette condition se traduit par le théorème adiabatique. Elle est satisfaite si

$$\sqrt{\Omega_P^2 + \Omega_S^2} \cdot \tau \gg 1,$$

où  $\tau$  est le temps caractéristique de recouvrement des impulsions  $\Omega_P(t)$  et  $\Omega_S(t)$ .

2. Un espace de Hilbert est un espace vectoriel réel ou complexe muni d'un produit scalaire et qui est complet pour la norme. Les espaces de Hilbert permettent d'appliquer des concepts géométriques simples, tels que la projection et le changement de base, à des espaces dimensionnels infinis, tels que les espaces fonctionnels. Ils servent à clarifier et à généraliser le concept de développement de Fourier. Les espaces de Hilbert sont d'une importance cruciale dans la formulation mathématique de la mécanique quantique.

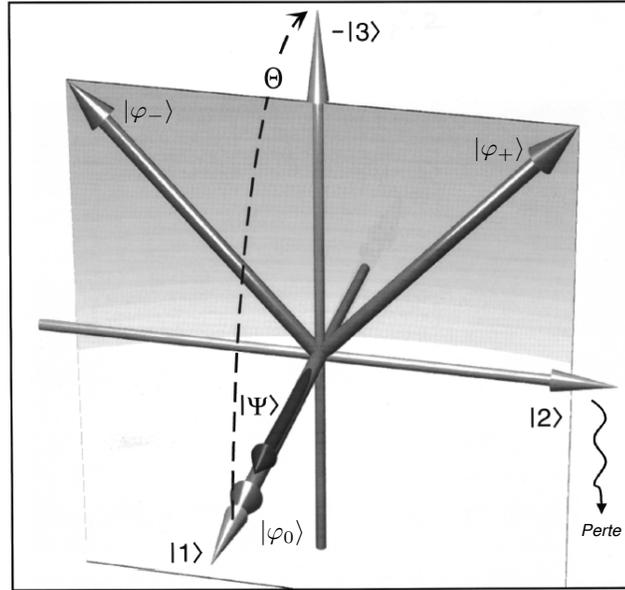


FIGURE 1.13 – Représentation graphique dans l'espace d'Hilbert pour le système à trois niveaux dans la base composée des trois états diabatiques  $|1\rangle$ ,  $|2\rangle$  et  $|3\rangle$  ainsi que dans la base des états propres adiabatiques  $|\varphi_0\rangle$ ,  $|\varphi_-\rangle$  et  $|\varphi_+\rangle$ . Dans l'état initial (zone I en Fig. 1.12), la fonction d'onde  $|\Psi\rangle$  est alignée avec  $|\varphi_0\rangle$  et avec l'état  $|1\rangle$ . Lors de l'évolution adiabatique, les états  $|\varphi_0\rangle$  et  $|\Psi\rangle$  tournent autour de l'axe donné par  $|2\rangle$  et deviennent alignés avec l'état  $|3\rangle$  pour  $t \rightarrow \infty$  [72].

Lorsque la condition adiabatique est atteinte, le transfert de population de l'état  $|1\rangle$  vers l'état  $|3\rangle$  est robuste. En effet, la complétude de STIRAP est insensible aux petites variations de l'intensité laser, de la durée et du retard des impulsions ainsi qu'aux variations des moments dipolaires de transition.

### 1.2.3 Analogie avec un réseau de trois guides d'onde et un système d'états quantiques

Afin d'introduire l'analogie entre le STIRAP et un système de guides d'onde couplés, on considère une structure de trois guides d'onde de longueur  $L$  et de largeur  $W$ , dont la distance  $s(z)$  entre chaque paire de guides d'onde peut varier avec la distance de propagation  $z$ . On suppose que les trois guides d'onde possèdent des contrastes d'indices différents comme il est montré sur la Fig. 1.14. Soit  $\beta_1$ ,  $\beta_2$  et  $\beta_3$  les constantes de propagation longitudinales des guides WG1, WG2 et WG3 respectivement. La figure 1.14 (a) montre la forme des guides d'onde en 2D avec

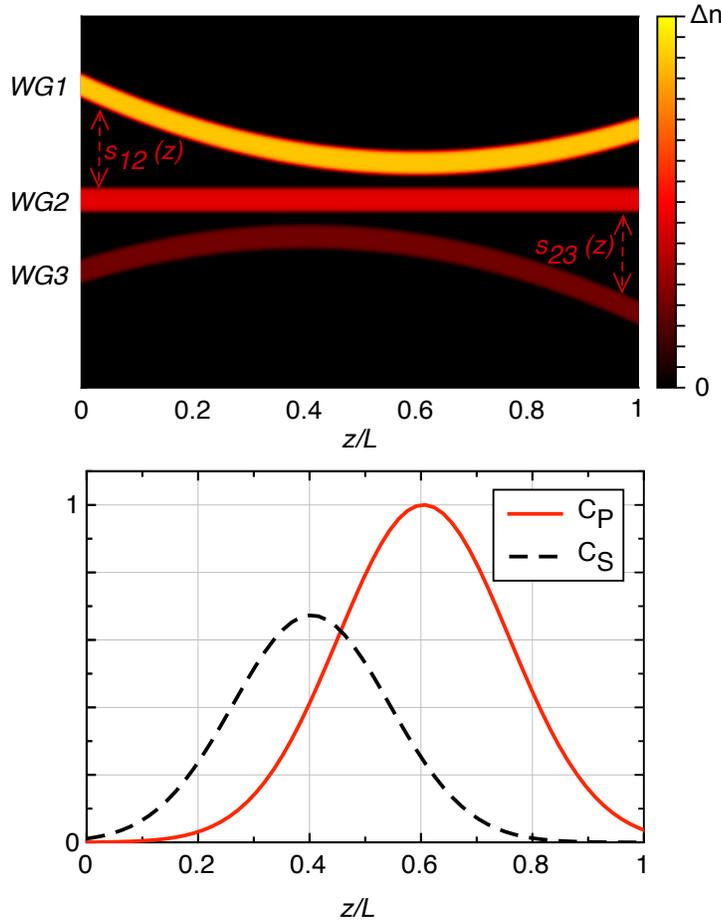


FIGURE 1.14 – Schéma représentant trois guides d’onde séparés d’une distance  $s_{12}(z)$  et  $s_{23}(z)$  et de largeur  $W$ . Les deux premiers guides d’onde possèdent une constante de couplage effectif  $C_P(z)$  et les deux derniers possèdent une constante de couplage effectif  $C_S(z)$ .

$C_P$  et  $C_S$  les fonctions de couplage des guides WG1 et WG2, WG2 et WG3 respectivement. Comme le montre cette figure, les guides d’onde ne sont pas parallèles. Par suite, les fonctions de couplages entre les guides d’onde ne sont pas constantes, elles ont une forme quasi-gaussienne, illustrée sur la Fig. 1.14 (b). Les maxima des fonctions  $C_P$  et  $C_S$  correspondent à la position du point de rapprochement maximal des guides d’onde WG1 et WG2, WG2 et WG3 respectivement.

Soient  $\Delta\beta_{12}(z) = \beta_2(z) - \beta_1(z)$  et  $\Delta\beta_{23}(z) = \beta_3(z) - \beta_2(z)$  sont les désaccords de phase entre les guides WG1 et WG2, WG2 et WG3 respectivement. Dans notre

cas, les désaccords entre les guides sont égaux et valent  $\Delta\beta_{12} = \Delta\beta_{23} = \Delta\beta$ .

Similairement à la section précédente, on nomme  $A(z) = [A_1(z), A_2(z), A_3(z)]$  le vecteur contenant les amplitudes des modes fondamentaux dans chacun des trois guides d'onde au point  $z$ . Dans la limite de couplage faible, le transfert de puissance des ondes lumineuses entre les trois guides d'onde est décrit par l'équation de couplage, analogue à l'équation 1.31b décrivant la variation de l'amplitude du champ électrique dans le cas du coupleur directionnel, donnée par

$$\frac{d}{dz} \mathbf{A}(z) = -iH(z)\mathbf{A}(z), \quad (1.49)$$

où  $H(z)$  est "l'Hamiltonien" contenant les constantes de couplage, donné par [79]

$$\mathbf{H}(z) = \begin{pmatrix} 0 & C_{12}(z) & 0 \\ C_{21}(z) & \Delta\beta & C_{23}(z) \\ 0 & C_{32}(z) & 0 \end{pmatrix}. \quad (1.50)$$

Ici  $C_{ij}$  est la constante de couplage entre le guide  $i$  et le guide  $j$ . Si les guides d'onde sont identiques, on aura  $C_{12} = C_{21} = C_P$  et  $C_{23} = C_{32} = C_S$ . Il est clair que l'équation (1.49) a la même forme (équation de Schrödinger) que l'équation (1.39). Les deux systèmes sont donc mathématiquement équivalents.

L'analogie porte donc sur les aspects suivants : les trois niveaux d'énergie du système quantique correspondent aux guides du système de guides d'onde, les fréquences de Rabi qui caractérisent le couplage quantique ont leur analogue dans les constantes de couplage évanescents. Les désaccords  $\Delta_P$  et  $\Delta_S$  en (1.40) trouvent leur équivalent dans un éventuel désaccord  $\Delta\beta_{12}$  et  $\Delta\beta_{23}$  des constantes de propagation  $\beta$  dans les trois guides. Enfin la coordonnée temporelle en (1.11) traduit dans la coordonnée spatiale  $z$  en (1.49).

Les états propres donnés par (1.43) peuvent se réécrire dans le cas d'un système optique par :

$$\mathbf{B}_0(z) = \cos \Theta(z) \mathbf{A}_1 - \sin \Theta(z) \mathbf{A}_3$$

$$\mathbf{B}_+(z) = \sin \Theta(z) \sin \Phi(z) \mathbf{A}_1 + \cos \Phi(z) \mathbf{A}_2 + \cos \Theta(z) \sin \Phi(z) \mathbf{A}_3$$

$$\mathbf{B}_-(z) = \sin \Theta(z) \sin \Phi(z) \mathbf{A}_1 - \sin \Phi(z) \mathbf{A}_2 + \cos \Theta(z) \cos \Phi(z) \mathbf{A}_3$$

avec  $\Theta(z)$  et  $\Phi(z)$ , dans ce cas, donnée par

$$\tan \Theta(z) = \frac{C_P(z)}{C_S(z)},$$

$$\tan 2\Phi(z) = \frac{C_P^2(z) + C_S^2(z)}{\Delta\beta(z)}.$$

Un transfert adiabatique de lumière du guide WG1 vers le WG3 est atteint si le système satisfait la condition adiabatique qui suppose que

$$\sqrt{C_{P,max}^2 + C_{S,max}^2} \cdot \tau \gg 1, \quad (1.51)$$

où  $C_{P,max}$  (resp.  $C_{S,max}$ ) est la valeur maximale de  $C_P(z)$  (resp.  $C_S(z)$ ),  $\tau$  est la valeur du recouvrement égale à la longueur d'interaction entre les deux constantes de couplages  $C_P(z)$  et  $C_S(z)$  prise à  $1/e^2$  par rapport à la valeur maximale de  $C_P(z)$  et  $C_S(z)$ .

Le type d'analogie que nous avons discuté ici est à la base de beaucoup d'études récentes en optique guidée ou plasmonique [80, 81, 18, 82, 83, 21, 20, 22]. Dans ce manuscrit, nous exploitons ces analogies pour concevoir un diviseur de faisceau polarisant large bande présenté dans le chapitre 3 et un diviseur et convertisseur de mode large bande présenté dans le chapitre 4.

#### 1.2.4 Conclusion

Au cours de ce chapitre, nous avons décrit, dans la première partie, les fondements de la propagation de la lumière dans un guide d'onde ainsi que le phénomène de couplage optique entre les guides voisins, traité par la théorie des modes couplés (CMT). Ensuite, nous avons présenté le phénomène du STIRAP quantique et son analogie en optique ondulatoire. En physique quantique, un transfert efficace de population d'un état d'énergie initial à un état final peut se réaliser dans un système formé de trois états d'énergies en satisfaisant la condition adiabatique. Les états d'énergie sont couplés par exemple par des impulsions laser. Les fréquences de Rabi de ces impulsions laser sont à l'origine de ce transfert efficace. De même, par analogie, en optique, un transfert efficace de lumière dans un système de trois guides d'onde peut se réaliser de façon que ce transfert soit adiabatique. La condition adiabatique dans ce cas est similaire à celle du STIRAP, les constantes de couplage optique remplacent les fréquences de Rabi des impulsions laser. Cette analogie entre un système d'états quantiques et un système de guides d'onde est très important afin de produire des transferts efficaces et surtout robustes. Elle est à l'origine de nos études de systèmes photoniques robustes et larges bande.

## 2.1 Introduction

L'optique intégrée comprend un ensemble de techniques, analogues à celles employées dans la microélectronique, utilisées pour produire des circuits optiques compacts. Historiquement, les composants optiques étaient des dispositifs relativement grands. Par exemple, un système de communication peut inclure des composants tels qu'un laser, un modulateur, un détecteur avec des faisceaux lumineux se propageant librement dans l'atmosphère via des lentilles et des miroirs. Avec le temps, afin d'assurer la concurrence des systèmes de transmission optiques avec d'autres techniques, il est devenu nécessaire de créer des dispositifs petits, robustes et économiques. Les structures composées de guides d'onde représentent un choix spécial pour atteindre ces caractéristiques. L'optique intégrée utilise donc la transmission de la lumière par guides d'onde, ces derniers forment la base fondamentale des dispositifs. Les composants peuvent être intégrés sur un même substrat dans des circuits qui comprennent des coupleurs, des filtres, des détecteurs et d'autres composants actifs et passifs nécessaires à la transmission et au traitement du signal optique.

Un composant couramment utilisé en optique intégrée est le coupleur directionnel. Ce dispositif est constitué de deux guides d'onde résonants disposés côte à côte, avec les deux cœurs à des distances de quelques microns seulement. Ceci permet le couplage des ondes dans les deux guides et le passage de la lumière de l'un à l'autre par le mécanisme que nous avons discuté dans la section 1.1.4. Les coupleurs di-

directionnels permettent de diviser un faisceau en deux ou coupler deux faisceaux lumineux. Dans ce chapitre, on présente des exemples des diviseurs de faisceaux composés de deux ou plusieurs guides d'onde. Ils peuvent être des diviseurs de puissance, capables de diviser ou de combiner les transmissions optiques, ou des diviseurs de modes optiques, capables de séparer le mode fondamentale des modes d'ordre supérieur ou bien séparer les faisceaux de polarisations différentes (Transversale Électrique TE et Transversale Magnétique TM). Une bonne partie d'études récentes concernent la réalisation de diviseurs de faisceaux à large bande pour une réponse spectrale étendue, ce qui les rend largement plus versatiles.

Nous présentons à la suite des généralités sur les diviseurs de faisceaux intégrés large bande et leur importance. Ensuite, nous donnons des exemples sur des diviseurs de puissance ou de polarisation, et sur des séparateurs ou convertisseurs de modes issus de la littérature. Enfin, nous introduisons brièvement les techniques et les matériaux principaux utilisés en optique intégrée pour ce genre de dispositifs.

## 2.2 Séparateurs de faisceaux

Le routage et la manipulation de la lumière sont des aspects importants de l'optique intégrée. Ils reposent essentiellement sur des séparateurs de faisceaux, qui sont au cœur des montages interférométriques et du routage actif ou passif. Un séparateur de faisceaux intégré est un élément qui divise la lumière incidente en deux ou plusieurs faisceaux distincts selon une caractéristique déterminée. Par exemple, nous citons les réseaux de longueur d'onde asynchrones (AWG, arrayed waveguide grating) qui divisent ou combinent les signaux associés à des longueurs d'onde différentes dans la communication par multiplexage en longueur d'onde (WDM, Wavelength Division Multiplexing) [84]. Leur fonctionnement est basé sur la réponse fortement dispersive du dispositif AWG sous variation de la longueur d'onde. Néanmoins, il est souvent nécessaire de disposer de systèmes capables de séparer les modes optiques ou les polarisations de la lumière et d'être robustes en longueur d'onde.

Les implémentations les plus courantes des séparateurs de faisceaux souffrent soit d'une forte réponse dispersive (coupleurs directionnels) soit de tolérances de fabrication serrées (coupleurs d'interférence multimode).

Les coupleurs directionnels mentionnés plus haut constituent l'architecture la plus courante pour réaliser des séparateurs de faisceaux intégrés et, comme nous avons mentionnées, souffrent généralement de leur forte dépendance spectrale. Bien que

ce comportement chromatique puisse convenir à certaines applications, il est plus souvent important de réaliser des dispositifs avec une réponse spectralement plate [85]. Par exemple, des séparateurs achromatiques sont nécessaires dans les modulateurs Mach-Zehnder intégrés pour répartir uniformément la puissance optique entre les deux trajets de l'interféromètre sur une large plage spectrale.

Le passage adiabatique apparaît actuellement comme une nouvelle approche pour transférer entièrement un faisceau optique d'un guide d'onde à un autre [5]. Ce mécanisme a montré une robustesse remarquable contre les imperfections de fabrication et la dispersion spectrale. Il est également indépendant du matériau. Des transferts adiabatiques de lumière ont été réalisés sur des circuits photoniques écrits au laser [86], une structure de guide d'onde reconfigurable induite par la lumière [18], des substrats de silicium sur isolant [87] et plus récemment sur des substrats de niobate de lithium [88, 89].

Comme nous avons mentionné, les séparateurs de faisceaux sont souvent classés selon leur types : il y a des séparateurs de puissance optique, capables de diviser le rayon optique en différents rayons de mêmes propriétés, des séparateurs de faisceaux polarisants, capables de séparer les deux polarisations de la lumière, ou encore des séparateurs ou convertisseurs de modes optiques, capables de séparer ou convertir les différentes modes de propagation dans le guide. Dans la suite, nous présentons quelques exemples.

### 2.2.1 Séparateurs de puissance

Un séparateur de puissance permet de diviser un faisceau lumineux en deux ou plusieurs faisceaux distincts et en tant que tel est un des composants essentiels des circuits d'optiques intégrées. Il permet la liaison entre les différentes sections sur les puces photoniques intégrées.

Bien que souvent une séparation donnant une égale puissance dans toutes les ports de sortie est préférée, une répartition selon d'autres rapports, pas forcément identiques sur toutes les ports de sortie, est également possible. En outre, l'injection inverse de la lumière permet de combiner les faisceaux en un seul pour réaliser un combineur de faisceaux. Néanmoins, ce processus fonctionne bien seulement si une relation de phase prédéterminée est maintenue entre les faisceaux à combiner.

Les séparateurs de puissance sont aussi des composants indispensables dans plusieurs applications optiques et photoniques, telles que les interféromètres intégrées,

les communications optiques, etc. Jusqu'à présent, les séparateurs de faisceaux signalés sont principalement mis en œuvre sur la base de structures telles que les cristaux photoniques [90, 91], les réseaux de diffraction [92, 93], les coupleurs directionnels [94, 95], les structures d'interférence multimode (MMI) [96, 97], et les métasurfaces [98, 99, 100, 101].

Certains séparateurs de puissance sont basés sur des guides d'onde optiques à *cristaux photoniques*<sup>1</sup> (PC). Ces derniers nécessitent une variation importante et périodique de l'indice de réfraction qui provoque une bande interdite photonique. Des défauts introduits artificiellement peuvent permettre de diviser la puissance d'entrée de manière égale dans les canaux de sortie sans pertes de réflexion ou de rayonnement significatives tout en maintenant une taille compacte [103].

Une approche aussi liée aux cristaux photoniques peut intégrer un interféromètre multimode (MMI)<sup>2</sup>. L'intérêt réside principalement dans leur construction simple et leur faible variation de polarisation. Ces dispositifs sont utilisés souvent pour réaliser des diviseurs et combineurs de puissance [104, 105].

Un exemple d'un séparateur de puissance large bande pour les modes TE basé sur des cristaux photoniques est étudié en [106]. Il est construit sur un substrat d'Arséniure de gallium (GaAs). La structure de jonction Y PhC (jonction Y par cristaux photoniques) est définie par un réseau de trous d'air dans le substrat. La jonction Y PhC est formée par l'intersection de trois guides d'onde photoniques connectés ensemble (voir Fig. 2.1). Un résonateur est formé à l'intersection du guide d'onde d'entrée avec les guides d'onde de sortie. Les canaux de sortie du séparateur Y sont parallèles au canal d'entrée. Pour améliorer la transmittance, des trous supplémentaires sont ajoutés à la zone de jonction et les rayons de certains trous sont augmentés. Cela peut augmenter le volume de la cavité et faire résonner le mode cavité avec les modes des guides d'onde. Par conséquent, cette structure est capable de diviser la lumière d'entrée d'une façon égale dans les deux ports de sorties pour une bande passante supérieure à 85 nm.

Un autre exemple intéressant d'un séparateur de puissance large bande est étudié en [107] Ici, il ne s'agit pas d'une structure à cristaux photoniques, mais d'un composant adiabatique à base de nitrure de silicium (SiN), dont la configuration

---

1. Les cristaux photoniques (PC) sont des structures artificielles dans lesquelles la variation périodique de la constante diélectrique est utilisée pour contrôler le flux de lumière. Les PC peuvent être à structure cristalline 1D, 2D et 3D [102].

2. Un interféromètre multimode (MMI) est un élément capable d'interférer plusieurs modes existants dans un guide d'onde optique de dimensions transverses relativement grandes.

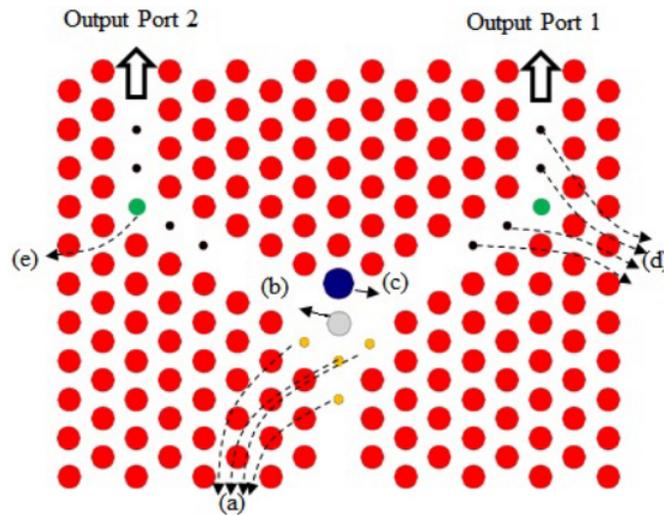


FIGURE 2.1 – Forme proposée du diviseur de puissance basé sur de cristaux photoniques pour la lumière incidente polarisée TE. Les indices (a)-(e) montrent les différents trous de différents rayons [106].

est représentée sur la Fig. 2.2. La structure est composée de trois guides utilisant l'évolution de mode, avec une longueur de couplage relativement courte et une large bande passante allant de 1400 nm à 1700 nm.

La lumière est initialement injectée dans le guide d'entrée. Elle est transférée à travers les cônes adiabatiques vers les deux guides de sortie. Sur la figure 2.2, on observe la propagation de la lumière polarisée TE et TM respectivement. On peut voir que lorsque le mode TE est injecté, le champ lumineux évolue vers les guides d'onde externes où il est divisé de manière égale. D'autre part, pour le mode TM, comme le champ électrique est principalement concentré dans la direction verticale, le dispositif proposé fonctionne comme une unité d'évolution de mode, où le signal d'entrée est progressivement converti en deux signaux également distribués à la sortie. Des différents rapports de répartition de puissance sont possibles dans ce système en modifiant les écarts  $G1$  et  $G2$  (voir Fig. 2.2) entre le cône d'entrée et les deux cônes de sortie.

### 2.2.2 Séparateurs de faisceaux polarisants

Alors que dans de nombreuses applications, l'amplitude lumineuse est le paramètre le plus important pour véhiculer le flux d'informations, dans certains cas la phase

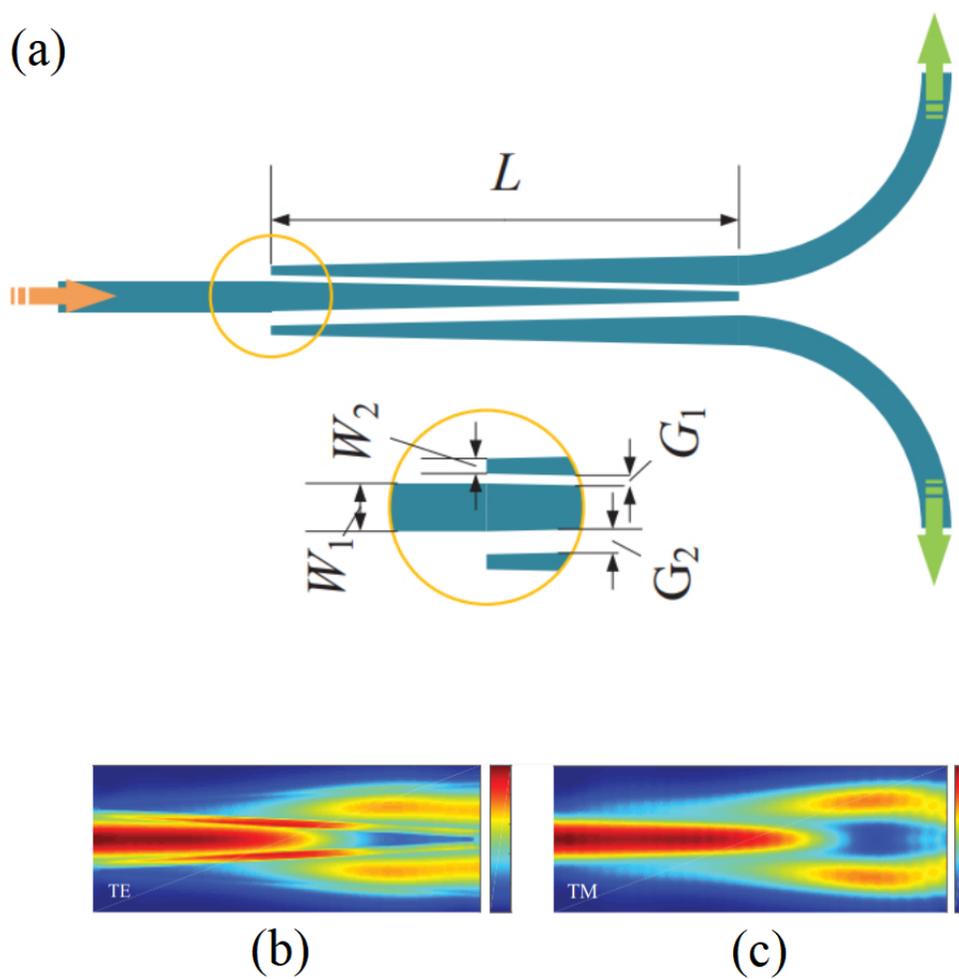


FIGURE 2.2 – (a) Structure du diviseur de puissance.  $L$  est la longueur du cône adiabatique.  $W_1$  et  $W_2$  sont les largeurs du début et du fin du cône.  $G_1$  et  $G_2$  sont les distances qui séparent le cône médian des cônes latéraux. (b) La distribution du champ électrique le long du dispositif pour le mode TE et (c) TM à la longueur d'onde de 1550 nm [107].

ou la polarisation des ondes guidées est plus pertinente. Le contrôle de polarisation indépendant de la longueur d'onde est devenu une fonction de traitement optique importante dans les technologies optiques intégrées en particuliers avec l'émergence de circuits optiques quantiques.

Plusieurs architectures de guides d'onde ont été proposées pour mettre en œuvre des séparateurs de polarisation (PBS) intégrées fonctionnant sur une bande spectrale relativement large. En effet, un séparateur de polarisation est un dispositif optique indispensable pour la communication optique multiplexée par polarisation [108], les capteurs optiques à double polarisation [109] et le traitement du signal quantique à un seul photon [110], etc. Par exemple, pour la mesure de l'état de Bell dans la distribution de clés quantiques, les séparateurs de polarisation intégrés et compacts sont essentiels. Des séparateurs de polarisation ont été démontrés dans des substrats tels que le silicium [111, 112], la silice [113] et les polymères [114].

Le principe de fonctionnement des dispositifs de séparateurs de polarisation conventionnels repose soit sur l'évolution modale, soit sur l'interférométrie. Ces derniers comprennent généralement des coupleurs d'interférences multimodes (MMI) [115, 116], des coupleurs directionnels (DC) [117, 118] et des interféromètres Mach-Zehnder (MZI) [119, 120]. Parmi ceux-ci, les dispositifs de séparateurs de polarisation basés sur les DC sont préférés, car ils offrent généralement le plus petit encombrement. En effet, l'utilisation de deux guides d'ondes parallèles couplés avec des longueurs de couplage différentes pour la lumière polarisée TE (transversales électriques) et TM (transversales magnétiques) permet le transfert de lumière avec uniquement la polarisation souhaitée d'un guide d'onde à un autre, par l'effet de l'onde évanescente (voir chapitre 1). En général, ce composant peut aussi jouer le rôle d'un combineur de polarisations.

Des études récentes sur les diviseurs de faisceau polarisants basés sur le transfert adiabatique de lumière ont attiré une grande attention. En effet, le phénomène du STIRAP quantique, développé à l'origine pour un transfert de population robuste entre trois niveaux d'énergie atomique ou moléculaire, a trouvé aussi de grandes applications dans la manipulation et le transfert de lumière dans les systèmes de guides d'onde couplés (voir chapitre 1). À la suite, on présente des approches permettant de séparer les polarisations en optique intégrée à l'aide de deux exemples récents basés sur des plateformes LNOI (Niobate de Lithium sur Isolant) ou polymères. Ces exemples ne sont pas exhaustifs évidemment. D'autres approches basés par exemple sur des cristaux liquides, sur la photonique intégrée sur silicium ou sur des guides plasmoniques existent aussi [121, 122, 123].

Le premier exemple concerne un PBS adiabatique large bande sur niobate de lithium sur isolant (LNOI). Il a été proposé récemment par Deng et al [124]. La structure proposée est basée sur des métamatériaux hétéro-anisotropes. Ces derniers

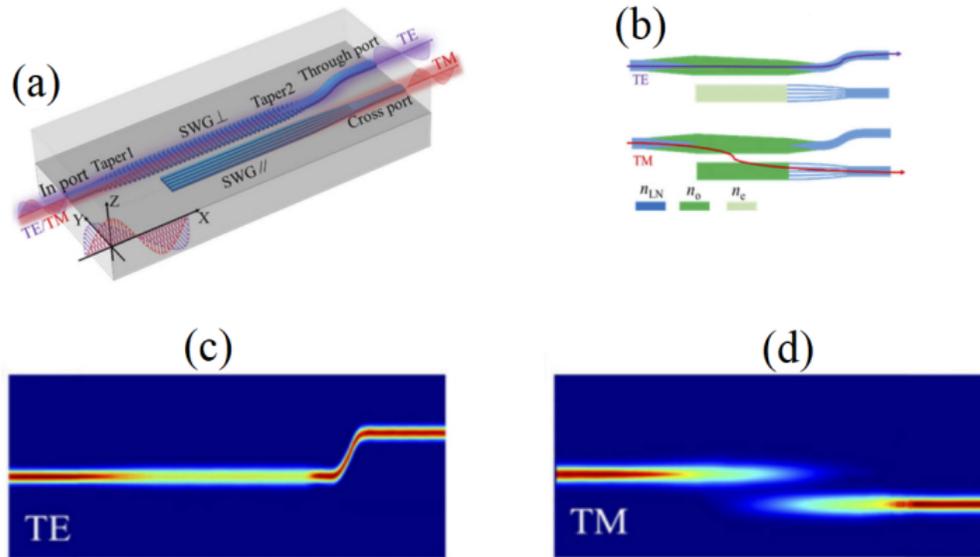


FIGURE 2.3 – (a) Structure du séparateur de faisceaux polarisants sur le niobate de lithium sur isolant (LNOI). (b) Propagation de l’onde polarisée TE et celle polarisée TM dans le système. (c) La propagation des ondes polarisée TE et (d) TM dans le dispositif [124].  $\text{SWG}_{\perp}$  désigne le SWG orienté perpendiculairement à la direction  $x$  de propagation et  $\text{SWG}_{//}$  désigne le SWG orienté parallèlement.

sont construits par des réseaux ”sous-longueurs d’onde<sup>3</sup>” (sub-wavelength gratings, SWG) disposés dans différentes directions comme montré sur la Fig. 2.3 (a), responsable de séparer les deux polarisations de la lumière.

Pour la polarisation TE, les indices de réfraction de  $\text{SWG}_{\perp}$  et  $\text{SWG}_{//}$  sont respectivement  $n_o$  et  $n_e$ , ce qui rompt la condition d’accord de phase requise pour le couplage. Par conséquent, lorsque le mode TE est injecté, le dispositif est considéré sous la forme de deux guides d’onde isolés dans une grande bande passante. Pour la polarisation TM, les indices de réfraction de  $\text{SWG}_{\perp}$  et  $\text{SWG}_{//}$  sont équivalents à  $n_o$  et le dispositif se comporte comme un coupleur adiabatique (Fig. 2.3 (b)). La propagation des ondes polarisée TE et TM dans le dispositif est montrée sur les Figs. 2.3 (c) et 2.3 (d). La polarisation TE incidente est directement guidée vers le ”through port”. Cependant, la polarisation incidente TM est couplé à  $\text{SWG}_{//}$  et sort du ”cross port”.

3. Le réseau SWG est une structure efficace pour permettre la synthèse de métamatériau en raison de sa forte anisotropie et de sa dispersion très plate.

Un autre exemple pour un séparateur de polarisation large bande est montré sur la Fig. 2.4 [125]. Ce dispositif est fabriqué à l'aide d'un polymère hautement biréfringent. Les polymères ont l'avantage de permettre le contrôle de la biréfringence optique en fonction de leur structure moléculaire ainsi que de pouvoir être fabriqués sur divers substrats en utilisant un simple procédé de revêtement par centrifugation. Selon la longueur de la molécule d'oligomère, la couche de polymère réticulé déposée sur un substrat possède une biréfringence optique différente. La configuration de la structure (Fig. 2.4) incorpore un matériau de haute biréfringence, le mésogène réactif (RM). Ce matériau est inséré dans le guide d'onde optique à branche Y pour extraire la lumière polarisée TE. Le mésogène réactif est une sorte de cristal liquide, il forme un film mince optiquement uniaxial.

La zone du MR est insérée dans un guide à co-polymère, ce dernier ayant une faible

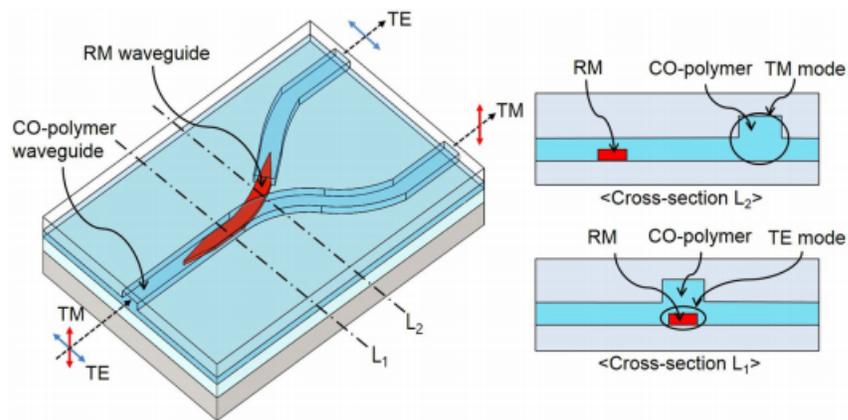


FIGURE 2.4 – Diagramme schématique du séparateur de polarisation constitué d'un cône pour extraire la lumière polarisée TE et d'un guide d'onde en CO-polymère de type branche en Y [125].

biréfringence. La lumière est initialement injectée dans le guide d'onde d'entrée avec les deux polarisations. La lumière polarisée TE excitée dans le guide d'onde copolymère se couple vers le guide d'onde RM allant vers le port 1 et sort de ce port. La lumière polarisée TM, par contre, sort directement vers le port 2 quel que soit le guide d'onde RM. Le dispositif fonctionne sur le principe que l'onde TE voit un contraste d'indice plus grand dans le guide RM, alors que le contraste d'indice

maximal pour l'onde TM est dans le guide co-polymère. Le composant présente un taux d'extinction de polarisation élevé à une bande passante d'environ 100 nm.

### 2.2.3 Séparateurs de modes

Le multiplexage par division de mode (MDM), utilisant plusieurs modes propres orthogonaux comme canaux de données, est apparu récemment comme une approche intéressante et efficace pour améliorer significativement la bande passante de communication [126, 127]. Ceci impose la nécessité de pouvoir séparer, convertir ou filtrer les différents modes avant la détection du signal.

Généralement, deux approches peuvent être employées pour cette division de mode. Une première consiste dans l'utilisation d'un (dé)multiplexeur de mode basé sur les coupleurs adiabatiques (AC) [128], des coupleurs directionnels asymétriques (ADC) [129], des coupleurs à interférence multimode (MMI) [130], des branches en Y [131], des micro-résonateurs en anneau (MRR) [132] et ainsi de suite. Ces (dé)multiplexeurs de modes sont basés sur le processus de conversion de mode, dans lequel un mode d'entrée d'ordre supérieur est découplé du guide d'onde d'entrée et converti en un mode fondamental, puis ce mode peut être propagé et traité.

Bien que cette approche puisse bien fonctionner pour la plupart des systèmes MDM, un convertisseur de mode serait parfois nécessaire. Cependant, il est difficile de réaliser la division de mode sans changer l'ordre des modes via les structures (dé)multiplexeur de mode ci-dessus. Une autre approche possible consiste en l'utilisation d'un diviseur de mode pour diviser les modes sans changer leur ordre, dans lequel chaque mode individuel peut agir comme un canal de signal séparé. Récemment, divers composants sensibles au mode ont été démontrés pour les systèmes MDM, notamment des convertisseurs de mode [133, 134], des filtres de mode [135, 136], des commutateurs multimodes [137, 138] et des modulateurs sélectifs de mode [139].

Un exemple d'un séparateur de mode large bande construit sur la plate-forme silicium sur isolant (SOI) est proposé en [140]. Il est composé d'un coupleur directionnel asymétrique avec une fente d'air introduite dans l'un des guides d'onde. La structure est illustrée sur la Fig. 2.5. Les modes  $TE_0$  et  $TE_1$  sont injectées dans le guide d'entrée à la gauche. Pour les modes  $TE_1$ , les indices effectifs des deux différents types de guides d'onde sont assez proches, et la condition d'accord de phase sera facilement satisfaite lorsque les largeurs des guides sont choisis de

manière appropriée. Ainsi le mode  $TE_1$  peut être complètement couplé au port croisé. Pour les modes  $TE_0$ , un guide d'onde à fente a généralement un indice effectif beaucoup plus faible qu'un guide d'onde à bande, ceci en raison de l'existence de la fente d'air d'indice de réfraction égale à 1. Donc les modes  $TE_0$  ne peuvent pas satisfaire la condition d'accord de phase et se propagent à travers le guide d'onde à bande sans couplage évanescent. Ce système de séparation de modes est efficace sur une bande spectral d'environ 100nm.

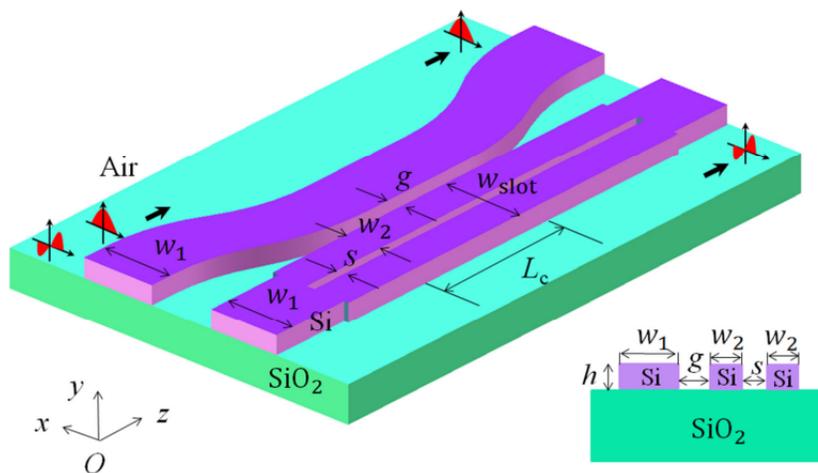


FIGURE 2.5 – Schéma d'un diviseur de mode à coupleur directionnel SOI. Les  $w_i$  sont les largeurs de différentes parties des guides et  $s$  est la largeur de la fente d'air [140].

Un autre exemple assez similaire d'un séparateur de mode large bande construit aussi sur la plate-forme silicium sur isolant (SOI) a été proposé en [141]. Il est composé d'un coupleur directionnel composé de deux guides d'onde BSWG (Bridged Sub-Wavelength Grating) de même largeur à l'entrée et à la sortie mais de deux largeurs de pont différentes, comme il est illustrée sur la Fig. 2.6.

La structure est construite de façon que le pont central affecte fortement les propriétés modales du mode  $TM_0$  tandis qu'il a un très faible effet sur les propriétés du mode  $TM_1$ . Par conséquent, la vitesse de propagation du mode  $TM_0$  peut être adaptée en faisant varier la largeur du pont, tandis que celle du mode  $TM_1$  restera pratiquement inchangée. Le couplage du WG1 au WG2 est alors possible pour

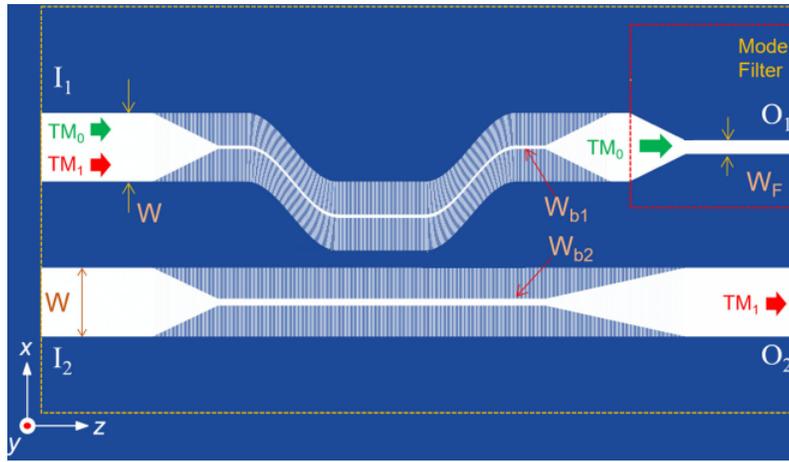


FIGURE 2.6 – Schéma du diviseur de modes à coupleur directionnel sur des guides d'onde BSWG [141].

le mode  $TM_1$ , alors que celui du mode  $TM_0$  peut être négligé en raison de son désaccord de phase. Afin de supprimer davantage le mode  $TM_1$  au niveau du port de sortie 1, un filtre de mode de passage  $TM_0$  est mis en œuvre, comme le montre la Fig. 2.6. Dans cette approche, les modes  $TM_0$  et  $TM_1$  peuvent être divisés efficacement sans changer leurs ordres.

Comme nous avons mentionnés au début de cette sous section, des convertisseurs de mode spatial sont nécessaires pour la technologie de multiplexage par répartition en mode. Des dispositifs ont été démontrés à l'aide de divers types de coupleurs à réseau [142, 143, 144]. D'autres utilisent la mise en forme de faisceau basée, par exemple, sur des jonctions Y [145, 146], une conversion asymétrique [147] ou une conversion supersymétrique [148, 149]. Des dispositifs de conversion de mode adiabatique et de division de mode basés sur l'analogie optique-quantique du passage adiabatique Raman stimulé (STIRAP) dans des guides d'onde multimodes [72, 142, 150] ont été étudiés également. Ces dispositifs sont robustes contre les variations de processus de la même manière que le procédé STIRAP est robuste contre les variations de paramètres d'impulsion laser. Les convertisseurs de mode antérieurs basés sur des analogies avec le transfert adiabatique quantique utilisent un seul guide d'onde où le mode d'entrée évolue vers le mode souhaité le long de la propagation guidée.

Un exemple sur la conversion de mode adiabatique est présentée dans [143]. La conversion est réalisée grâce au couplage entre les différents modes du guide mul-

timode en polymère par le biais de hologrammes planaires générés par ordinateur (computer-generated planar holograms (CGPHs)). Ces derniers correspondent à des réseaux multiplexés complexes avec variation graduelle du pas (réseaux chirpés). La figure 2.7 (a) montre des simulations du comportement de tels dispositifs. Le

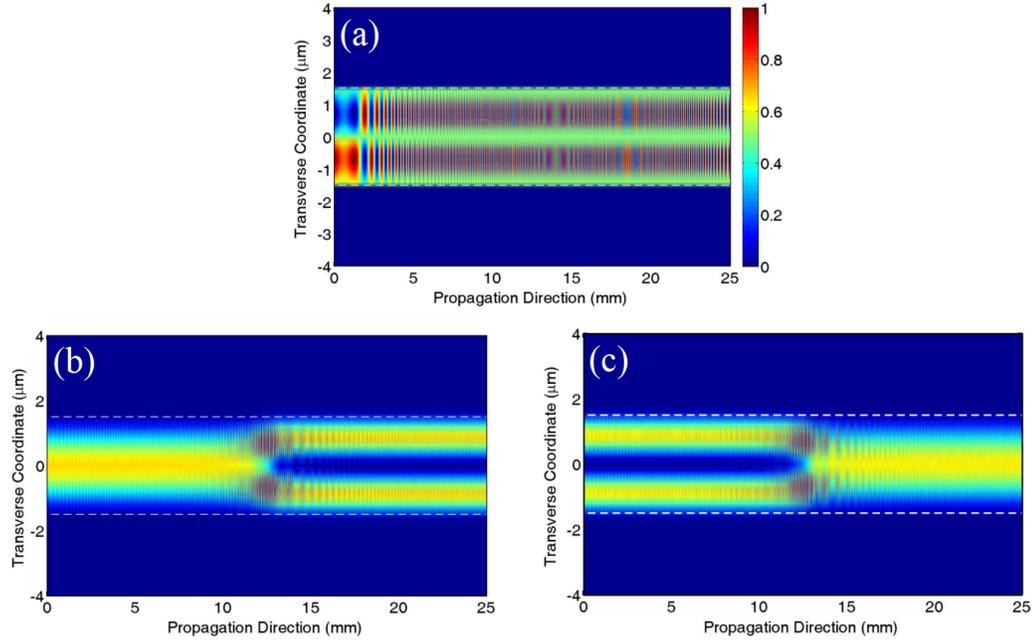


FIGURE 2.7 – (a) Réseau chirpé CGPH donnant un passage adiabatique entre deux modes spatiaux différents. Les lignes en pointillés indiquent le coeur du guide d’onde. (b) Conversion du mode fondamental en premier mode d’ordre supérieur et (c) conversion du mode premier mode d’ordre supérieur en mode fondamental simulé par BPM [143].

motif CGPH est utilisé comme une perturbation de l’indice effectif des guides d’onde multimodes. Le mode fondamental est converti adiabatiquement dans le premier mode d’ordre supérieur (Fig. 2.7 (b)) et vice versa (Fig. 2.7 (c)). Le réseau CGPH est conçu de tel façon à réaliser un balayage du désaccord des constantes de propagation entre les modes, ce désaccord passe par zéro au centre de la structure. Les caractéristiques de la conversion ressemblent au processus quantique du RAP (Rapid Adiabatic Passage) et donc à un passage entre les états par croisement de niveaux.

## 2.3 Réalisation des dispositifs

Nous avons mentionnés quelques approches mises en avant pour séparer la puissance, la polarisation ou les modes de propagation en optique intégrée. Nous discutons maintenant les principales plateformes matériaux et les principales méthodes de fabrication à disposition.

### 2.3.1 Matériaux

Le choix d'un matériau de substrat sur lequel fabriquer un circuit optique intégré dépend le plus fortement de la fonction du circuit. Dans la plupart des cas, le circuit optique intégré peut consister en un certain nombre de dispositifs optiques différents tels que des sources, des modulateurs et des détecteurs, et aucun matériau de substrat ne sera optimal pour l'ensemble de ces éléments. Ainsi, un compromis doit être trouvé.

Il existe deux types de base de circuits optiques intégrés. Le premier consiste dans une solution hybride, dans lequel deux (ou plus) matériaux sont liés d'une manière ou d'une autre pour optimiser les performances souhaitées. Le deuxième type consiste en des circuits optiques intégrés monolithiques, dans lesquels un unique matériau de substrat est utilisé.

Évidemment, le choix du matériau utilisé a une grande importance, souvent ces matériaux sont les mêmes utilisés dans d'autres domaines de l'optique et de l'opto-électronique. Pour être utilisé en optique intégrée, comme substrat ou couche guidante, un matériau doit en général être adapté à la technologie des couches minces.

La création du guide d'onde à la surface du substrat peut se faire par différentes techniques, tel que par un dopage, une diffusion, ou une implantation d'ions, une structuration de la forme ou d'autres moyens appropriés. Les principales de ces techniques seront discutés dans la section 2.3.2.

Ici nous décrivons brièvement quelques uns des matériaux couramment utilisés en optique intégrée.

- *Silicium*

Bien que généralement associé à l'électronique, le silicium assure une importance croissante en optique intégrée. La raison principale est sa possibilité d'interfaçage naturel électronique/optique et sa compatibilité avec une

fabrication industrielle CMOS (Complementary Metal-Oxide semiconductor). Ainsi il est utilisé comme support optique dans beaucoup d'applications [151] et le champ de la "photonique silicium" prend toujours davantage d'importance. Les guides d'onde en silicium présentent des propriétés de guidage uniques en raison du grand indice de réfraction du silicium faisant face à l'air ou à un matériau d'indice petit. Ils peuvent être utilisés par exemple pour les communications [152], les interconnexions optiques [153] ou les biocapteurs [154], et ils offrent la possibilité de prendre en charge des phénomènes optiques non linéaires exotiques tels que la propagation des solitons. Par contre, le silicium présente aussi des inconvénients intrinsèques pour la photonique, à savoir principalement une structure de bandes électroniques indirecte et une maille cristalline centrosymétrique. Ces propriétés conduisent à une très faible efficacité du processus d'émission de photons pour la réalisation de sources, et à l'absence d'effet électro-optique linéaire (Pockels) couramment exploité dans les systèmes de communications modernes. Dans ce contexte, le niobate de lithium ou les matériaux semiconducteurs III/V rentrent en jeu pour la réalisation de modulateurs électro-optiques rapides.

- *Niobate de Lithium*

Le  $\text{LiNbO}_3$  est un matériau électro-optique central dans lequel des guides d'onde optiques sont fabriqués par diffusion de titane, ou échange d'ions de protons contre du lithium. Vu ses importantes propriétés électro-optiques et de guidage, il est utilisé comme un des matériaux de base dans le développement de dispositifs optiques intégrés. Cela inclut le domaine des télécommunications [155], du traitement du signal [156, 157] et de l'information quantique [158, 159]. Le niobate de lithium offre un système efficace et à haute performance en optique linéaire et non linéaire [160, 161]. Les circuits optiques intégrés tirent principalement parti de la large gamme de longueurs d'onde de transparence, du grand coefficient électro-optique de  $\text{LiNbO}_3$ , ainsi que de sa facilité de fabrication.

- *Matériaux semi-conducteurs binaires et ternaires*

Des matériaux semi-conducteurs à bande interdite directe sont utilisés pour fabriquer l'ensemble du circuit (émetteurs, détecteurs, optiques de commande et de guidage), ainsi que les circuits de commande électronique, sur la même puce de matériau. On peut citer dans ce contexte les matériaux

de type III-V tels que GaAs, GaAs/AlGaAs, InP, GaN, etc [162, 163, 164]. Ces matériaux ont un certain nombre de propriétés qui les rendent particulièrement utiles pour la fabrication des circuits optiques intégrés, tel que des commutateurs optiques et des modulateurs.

- *Polymères*

Le traitement des polymères pour créer des films minces tels que ceux utilisés dans les guides d'onde ou les dispositifs optiques intégrés est beaucoup moins complexe, et donc beaucoup moins coûteux, que les procédés à base des semi-conducteurs III-V et du niobate de lithium lointain. Les propriétés optiques et mécaniques du film polymère dépendent des variables du procédé de réalisation telles que la concentration du polymère dans le solvant, le poids moléculaire du polymère, la vitesse de rotation, le temps de recuit et la température. Ils sont aussi faciles à traiter et suffisamment flexibles pour répondre à une bonne partie de besoins. Leur utilisation en photonique intégrée (communication, traitement de signal, etc.) est déjà très importante [165, 166, 167].

### 2.3.2 Techniques de fabrication

Les guides d'onde de surface peuvent être fabriqués par différentes techniques. Le choix de la technique est principalement fonction du matériau à modifier ou structurer et des fonctionnalités souhaitées. Parmi les principales techniques on peut citer les suivantes.

- *Bombardement (implantation) ionique*

Cette technique permet de produire une variation d'indice de réfraction sur la surface du matériau [168]. En effet, la pénétration des ions du faisceau incident dans le matériau provoque une baisse de leur énergie cinétique par des multiples collisions avec les électrons et les noyaux du matériau. Cela induit un changement des indices de réfraction dans la zone traversée par les ions et dans la zone où ils viennent s'arrêter. L'implantation ionique est ainsi utilisée pour former des guides d'onde optiques. Cette technique peut s'appliquer sur un ensemble de matériaux, comme le  $\text{LiNbO}_3$ , le quartz, le YAG (Yttrium Aluminium Garnet), les céramiques PLZT, les verres amorphes comme la silice ou encore les matériaux polymères comme le PMMA. Les changements d'indices de réfraction induits dépendent de la

nature de l'ion et du substrat, de la quantité d'ions implantés par unité de surface, de l'énergie des ions, de la température du substrat, etc. De ce fait, cette technique offre une grande précision de fabrication et reproductibilité des guides. [169, 170].

- *Échange ou diffusion d'ions*

La simplicité de la technique d'échange d'ions l'a rendu très puissante et très répandue pour la fabrication des dispositifs d'optique intégrée, particulièrement pour des guides d'onde optique dans les verres. La taille des ions qui s'échangent sont à la base de changement d'indice de réfraction qui se produit. En général, si un petit ion remplace un ion plus gros, l'indice de réfraction sera plus faible. Dans le cas contraire, l'indice de réfraction sera plus élevé. L'avantage de cette technique est qu'elle est réalisable pour des dispositifs de faible dimensions. Le processus d'échange de protons a été proposé pour la première fois en 1982 [171, 172]. La technique est devenue une technologie mature pour la fabrication de dispositifs d'optique intégrée entre autre, dans le  $\text{LiNbO}_3$ . Dans ce matériau, la méthode permet d'avoir un grand changement d'indice extraordinaire  $n_e$  de l'ordre de  $10^{-1}$  dans la région du guide d'onde avec un profil à saut d'indice et un changement d'indice ordinaire  $n_o$  faible [173, 174, 175]. La diffusion d'ions consiste simplement à chauffer le matériau à une température de l'ordre de  $1000^\circ\text{C}$  dans l'air ou une autre atmosphère, afin de créer un mouvement des impuretés à l'intérieur du matériau et faire pénétrer les atomes de dopant souhaités [176]. A cette température, une variation de l'indice de réfraction sera possible. Par exemple, la diffusion de titane (Ti) pour l'élaboration de guides d'onde sur  $\text{LiNbO}_3$  est intéressante car elle permet une augmentation importante d'indice de réfraction ( $\Delta n = 0.02$ ) et ce pour les deux polarisations [177, 178].

- *Pulvérisation cathodique*

La pulvérisation cathodique est une méthode de dépôt de couche mince. C'est le transfert de quantités de mouvement entre des ions énergétiques, qui tombent sur un matériau cible, et les particules de ce matériau initialement neutre. La pulvérisation cathodique du verre ou des semi-conducteurs permet de produire des films guidant la lumière. L'avantage de cette technique est qu'elle peut s'appliquer à basse température. La nature des ions

incidents, leur énergie et la nature de la cible et d'autres paramètres influent sur le rendement de pulvérisation, et par suite sur les indices de réfraction générés sur la surface du substrat. La rugosité de la couche augmente avec la diminution de l'épaisseur. Ainsi, afin de conserver de bonnes propriétés optiques pour des couches guidantes, il faut que l'épaisseur des couches ne soit pas trop faible [179, 180, 181, 182].

- *Épitaxie*

L'épitaxie est une technique de fabrication de couches minces de l'ordre manométrique sur des substrats cristallins. Les procédés comprennent l'épitaxie par jet moléculaire (MBE) [183, 184], l'épitaxie en phase liquide (LPE) [185, 186] l'épitaxie en phase vapeur (CVD) [187], dont l'épitaxie en phase vapeur aux organo-métalliques (MOCVD) [188]. Les méthodes d'épitaxie, par définition, prolongent dans la couche la structure cristalline du substrat, ce qui permet la réalisation d'ensembles monocristallins. Elles permettent d'obtenir des vitesses de croissance rapides, dans l'ordre de grandeur du  $\mu\text{m}/\text{min}$ , et de créer des structures pouvant atteindre  $200\mu\text{m}$  d'épaisseur, et ce pour une large gamme de composés.

## 2.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons discuté brièvement des exemples des séparateurs de faisceaux large bande réalisés par différentes techniques. Les matériaux les plus utilisés sont introduits à la fin du chapitre en précisant leur caractéristiques principales. Les techniques fréquemment utilisés ont aussi été présentées brièvement. Dans la suite de la thèse, nous présenterons les résultats de nos études sur des systèmes à trois guides d'onde analogues à des systèmes quantiques discrets. Ces systèmes sont caractérisés par leur robustesse et leur largeur spectrale et concernent la séparation de polarisation, de la puissance et la conversion de mode.

## Diviseur de faisceaux polarisants par transfert adiabatique anisotrope

Dans le chapitre précédent, nous avons introduit différents types de séparateurs de faisceaux et donné quelques exemples issus de la littérature. Dans ce chapitre, nous étudions un concept pour un séparateur de faisceaux polarisants intégrés dans un système de guides d'onde anisotropes, capable de séparer les deux polarisations de la lumière (TE et TM) sur une large bande de longueur d'onde. Cette étude est basée sur les analogies (présentée au chapitre 1) entre le phénomène du STIRAP quantique et le transfert adiabatique de lumière dans un guide d'onde. La conception est traitée par la théorie des modes couplés (CMT) et les résultats sont confirmés par BPM (Beam Propagation Method).

### 3.1 Introduction

Nous avons discutés dans le chapitre précédent le rôle important des séparateurs de faisceaux polarisants intégrés (PBS, Polarizing Beam Splitter) dans les dispositifs photoniques intégrés. Nous avons montrés aussi des exemples récents sur des études des séparateurs de faisceaux polarisants intégrés large bande composés des guides d'onde possédant une vitesse de propagation différente pour l'onde TE et l'onde TM, qui permettent de séparer la lumière d'entrée dans les polarisations orthogonales à la sortie (TE et TM).

Diverses structures ont été signalées pour étendre la bande passante spectrale et réduire l'encombrement des dispositifs. Dans ce chapitre, nous nous concentrons sur des PBS relativement plus simples et à très large bande utilisant des structures de coupleurs directionnels adiabatiques qui utilisent des analogies de mécanique quantique [15] discutés auparavant, en particulier le processus équivalent au STIRAP (STImulated Raman Adiabatic Passage). Nous rappelons ici qu'un transfert

de type STIRAP en optique guidée consiste en un système formé d'un nombre impair de guides d'onde pour transférer la lumière du premier guide (guide d'injection) d'onde au dernier (guide de sortie) [79, 189] (voir chapitre 1). Une telle approche est intrinsèquement robuste vis-à-vis des paramètres du système. Plus précisément, il permet un fonctionnement à large bande [86, 87, 190, 21].

Nous considérons le transfert de lumière de type STIRAP dans un système de guides d'onde possédant une constante de propagation différente pour les polarisations TE et TM. Cette combinaison peut être avantageusement exploitée pour réaliser un PBS intégré [191, 192]. Dans ce chapitre, nous proposons une méthode alternative et simple, où aucun ajustement précis des formes transversales et des dimensions des guides d'onde n'est nécessaire pour induire la différence des indices de réfraction effectifs TE et TM. L'idée est d'exploiter directement l'anisotropie du matériau. Peu de tentatives ont exploité l'anisotropie des matériaux pour réaliser des PBS intégrés, et les systèmes nécessitent souvent l'intégration de différents matériaux dans des parties ou sections distinctes du coupleur [193, 194, 192], ce qui augmente la difficulté du processus technologique. Ici, nous démontrons qu'un système à trois guides d'onde peut être construit avec le même contraste d'indice de réfraction anisotrope pour tous les guides d'onde.

Nous utilisons des systèmes composés de trois guides d'onde, dont le couplage mutuel dépend de la polarisation de la lumière guidée (TE ou TM) et varie adiabatiquement le long de la direction de propagation  $z$  en raison d'une variation de la distance entre les guides d'onde (voir Fig. 3.1). Les deux guides d'onde externes sont utilisés comme des ports de sortie et le guide central est un guide d'onde auxiliaire. La section 2 élucide le contexte théorique de la propagation des ondes dans notre système. La section 3 donnera plusieurs exemples des performances attendues de tels dispositifs telles que calculées en utilisant la théorie des modes couplés (CMT) [52] et confirmées par la méthode BPM (Beam Propagation Method) [195]. Les exemples donnés dans la section 3 sont pour une longueur d'onde centrale cible de 1550 nm et pour le cas où le contraste d'indice associé à l'onde TM est plus grand que celui de l'onde TE. Cependant, d'autres longueurs d'onde cibles ou le contraste d'indice inversé peuvent être traités de manière similaire. La dernière section présente une discussion des résultats et des méthodes de mise en œuvre possibles ainsi que des conclusions.

### 3.2 Théorie

Nous considérons un système de trois guides d'onde disposés de la manière illustrée sur la figure 3.1(a) et capable de supporter à la fois les modes fondamentaux transverses électriques (TE) et transverses magnétiques (TM).

Par souci de simplicité, dans le calcul présenté dans la section suivante, les guides

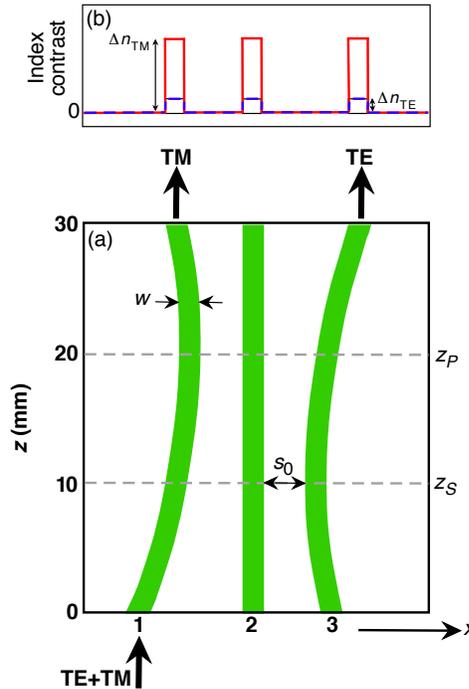


FIGURE 3.1 – (a) Structure de guide d'onde pour réaliser un séparateur large bande des modes TE et TM vers deux guides d'onde de sortie différents. Les guides d'onde sont identiques mais de courbure différente, ils ont une largeur de coeur constante  $w$  et une séparation interguide  $s$  qui dépend de la coordonnée de propagation  $z$ .  $z_P$  (resp.  $z_S$ ) sont les positions de plus petite séparation  $s_0$  entre les deux premiers (resp. derniers) deux guides d'onde. Le diagramme supérieur (b) montre le contraste d'indice de réfraction anisotrope  $\Delta n$  pour les trois guides d'onde à saut d'indice. Ici, le contraste d'indice est supposé plus grand pour l'onde TM que pour l'onde TE.

d'onde seront considérés comme des guides d'onde plans avec un contraste à saut d'indice (voir Fig. 3.1(b)). Le contraste d'indice pour l'onde polarisée TM est supposé être plus grand que pour l'onde polarisée TE, le cas opposé a un comportement similaire. Cependant, les expressions données ci-dessous valent généralement indépendamment de la forme des guides d'onde.

Dans le cadre de la théorie des modes couplés (CMT) [52], la propagation des amplitudes du champ électrique  $A_1(z)$ ,  $A_2(z)$  et  $A_3(z)$  dans le réseau de guides d'onde est décrit par un système de trois équations différentielles couplées écrites sous forme matricielle comme (voir équation (1.49) et (1.50))

$$i \frac{d}{dz} \begin{bmatrix} A_1 \\ A_2 \\ A_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & C_P(z) & 0 \\ C_P(z) & 0 & C_S(z) \\ 0 & C_S(z) & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_1 \\ A_2 \\ A_3 \end{bmatrix}, \quad (3.1)$$

où  $C_P(z) \equiv \sqrt{C_{12}C_{21}}$  et  $C_S(z) \equiv \sqrt{C_{23}C_{32}}$  sont les constantes de couplage effectifs entre les guides d'onde 1 et 2 et les guides d'onde 2 et 3, respectivement. Ici  $C_{ij}$  est la constante de couplage du guide d'onde  $i$  au guide d'onde  $j$  et dans notre cas  $C_{ij} = C_{ji}$  car les guides d'onde sont supposés être identiques (même forme et même contraste d'indice de réfraction pour une polarisation donnée).

Le système d'équations (3.1) ci-dessus est dans la base dite diabatique où les vecteurs de base  $\mathbf{A}_1 = (1, 0, 0)$ ,  $\mathbf{A}_2 = (0, 1, 0)$  et  $\mathbf{A}_3 = (0, 0, 1)$  (associés aux trois guides d'onde) sont fixés sur toute la longueur du dispositif. Cependant, comme la matrice de type hamiltonien dans (3.1) évolue le long de la coordonnée  $z$ , il est possible de la transformer en une nouvelle base (la base adiabatique) où les vecteurs de base correspondent à ses vecteurs propres locaux [196]. L'un de ces états propres est l'état de transfert adiabatique ou "état sombre" qui implique uniquement les états diabatiques  $\mathbf{A}_1$  et  $\mathbf{A}_3$ ,

$$\mathbf{B}_0(z) = \mathbf{A}_1 \cos \vartheta(z) - \mathbf{A}_3 \sin \vartheta(z), \quad (3.2)$$

avec

$$\tan \vartheta(z) \equiv C_P(z)/C_S(z) \quad (3.3)$$

Pour un transfert de lumière robuste de type STIRAP du guide d'onde WG1 au guide d'onde WG3, le système doit toujours rester dans cet état d'évolution spatiale de telle sorte que  $\mathbf{B}_0(z=0) = \mathbf{A}_1$  et  $\mathbf{B}_0(z=L) = -\mathbf{A}_3$ , où  $L$  est la longueur du dispositif. Cela signifie que  $\vartheta(0) \approx 0$  et  $\vartheta(L) \approx \pi/2$ . Il est facile de voir que cela nécessite une séquence contre-intuitive de constantes de couplage  $C_P$  et  $C_S$ . En pratique, cela signifie que  $C_S$  est initialement plus grand que  $C_P$  et que le point  $z_S$  auquel les guides d'onde 2 et 3 sont les plus proches (point maximal pour la constante de couplage Stokes  $C_{S,max}$ ), est plus proche de l'entrée que le point correspondant  $z_P$  pour la constante de couplage de pompe. Par un choix approprié des courbures des guides d'onde, on peut supposer que les coefficients de couplage

ont une évolution gaussienne le long de la coordonnée de propagation  $z$ , donnée par l'équation

$$C_{P,S}(z) = C_0 \exp \left[ - \left( \frac{z - z_{P,S}}{\Delta z} \right)^2 \right], \quad (3.4)$$

où  $\Delta z$  est la distance de  $z_{P,S}$  à laquelle les constantes de couplage tombent à une valeur de  $C_0/e$ , avec  $C_0 = C_{S,max} = C_{P,max}$  étant la valeur maximale.

Dans le cadre de la théorie des modes couplés, on a vu dans le chapitre 1 que la constante de couplage pour des guides d'onde plans identiques peut être exprimée en fonction des paramètres du système et du mode comme [197]

$$C = \frac{2h^2\gamma \exp(-\gamma s)}{\beta(w + 2/\gamma)(h^2 + \gamma^2)}, \quad (3.5)$$

où  $\beta$  et  $h$  sont les composantes longitudinale et transversale de la constante de propagation, respectivement. Celles-ci sont données par les équations (1.2) et (1.14) et  $\gamma$  est le coefficient d'extinction de l'onde évanescente, donnée par l'équation (1.15). Notez que pour une géométrie de guide d'onde donnée, les trois paramètres ci-dessus dépendent de la longueur d'onde de la lumière. Le terme dominant dans l'équation ci-dessus est le terme exponentiel du numérateur qui conduit à une forte diminution de  $C$  lors de l'augmentation de la distance de séparation  $s$  (voir Fig. (1.10)). Cela permet d'ajuster la dépendance en  $z$  de  $C_P$  et  $C_S$  dans l'équation (3.4) en ajustant la forme des guides d'onde, c'est-à-dire la fonction  $s(z)$  pour chaque paire de guides d'onde.

Il est intéressant de noter que l'équation (3.5) est calculée analytiquement en faisant l'intégrale de chevauchement issue de l'approche perturbative qui est à la base de la théorie des modes couplés pour le cas d'un mode TE (voir chapitre 1) [197]. Cependant, dans la gamme des paramètres utilisés pour notre étude, l'intégration numérique de l'intégrale de chevauchement correspondante pour les modes TM fournit des valeurs cohérentes avec l'Eq. (3.5) (voir Annexe A). Cela montre que dans notre régime considéré, cette expression peut également être appliquée aux modes TM. Comme discuté en début de section, dans notre cas, la forte différence souhaitée des constantes de couplage pour les deux polarisations orthogonales provient entièrement d'un contraste d'indice de guide d'onde différent  $\Delta n$ . En effet, puisque les quantités  $\beta$ ,  $h$  et  $\gamma$  dépendent de  $\Delta n$ , dans le cas où ce dernier est anisotrope, l'équation (3.1) se divise en deux équations car les deux polarisations de modes propres peuvent être associées à des valeurs très différentes de  $C_P$  et  $C_S$ , par exemple  $C_{P,TE} \gg C_{P,TM}$  et  $C_{S,TE} \gg C_{S,TM}$ . Évidemment,  $\beta$ ,  $h$  et  $\gamma$  diffèrent

légèrement entre les ondes TE et TM même dans le cas d'un contraste d'indice de réfraction commun (isotrope). Dans ce cas, l'effet de polarisation sur les constantes de couplage n'est que marginal (voir Annexe A).

Afin de séparer les polarisations en deux ports de sortie différents (les guides d'onde 1 et 3) il faut donc s'assurer que pour une polarisation (TE dans nos exemples), on obtient un transfert de lumière adiabatique de type STIRAP depuis le guide d'onde d'entrée (guide d'onde 1, WG1) vers le guide d'onde de sortie (guide d'onde 3, WG3), tandis que pour l'autre polarisation, cela ne se produit pas et la lumière TM reste dans WG1. Le transfert de lumière est efficace si l'état sombre  $B_0$  en (3.2) ne se couple pas aux deux autres états adiabatiques. Ceci est atteint si le système satisfait la condition adiabatique qui suppose que la quantité  $(C_{P,max}^2 + C_{S,max}^2)^{1/2}$  doit dépasser fortement l'inverse de la distance de recouvrement entre les fonctions  $C_P(z)$  et  $C_S(z)$  (voir Réf. [196] et Eq. (8) dans Réf. [190]). Par conséquent, puisque dans notre cas nous avons  $C_{S,max} = C_{P,max} = C_0$ , la nature du transfert de lumière est contrôlée essentiellement par la valeur de  $C_0$ , qui, pour une géométrie de guide d'onde donnée dépend du contraste d'indice de réfraction  $\Delta n$  et de la longueur d'onde  $\lambda$ .

La procédure pour les simulations du comportement de séparation du faisceau à large bande comporte plusieurs étapes. Après avoir fixé la longueur de la structure à 30 mm, pour chaque choix des paramètres des guides d'onde (largeur du cœur  $w$  et la séparation minimale  $s_0$ ), la forme des deux guides d'onde externes est ajustée de manière à obtenir un meilleur transfert de lumière adiabatique tout en remplissant la fonction (3.4) pour une valeur particulière de  $\Delta n_{TE}$  et une longueur d'onde  $\lambda$  (généralement  $\lambda = 1550$  nm). A ce stade, la forme du guide d'onde n'est plus modifiée et les fonctions  $C_P(z)$  et  $C_S(z)$  sont calculées à la fois pour les ondes TE et TM pour différentes valeurs de  $\lambda$  et du contraste de l'indice de réfraction  $\Delta n$ . Ces fonctions sont ensuite utilisées pour intégrer l'évolution spatiale de l'amplitude du mode (Eq. (3.1)) et pour obtenir les intensités de sortie dans les trois guides d'onde ( $I_i \propto |a_i|^2$ ) à la fois pour l'onde TE et TM sous la condition initiale que les deux polarisations soient injectées dans WG1. Les résultats obtenus par cette méthode basée sur la théorie des modes couplés sont comparés à des simulations numériques par l'approche BPM dans des guides d'onde ayant la même forme et le même contraste d'indice. Les résultats sont donnés dans la section suivante.

### 3.3 Diviseur de faisceaux polarisants large bande

Il est utile d'orienter d'abord la recherche des paramètres appropriés à l'aide de schémas tels que ceux de la Fig. 3.2, obtenus par la théorie décrite ci-dessus. Dans la figure 3.2, les intensités de sortie dans WG1 (Fig. 3.2 (a)) et WG3 (Fig. 3.2 (b)) sont représentées sous forme de cartographies en fonction de  $\Delta n$  et  $\lambda$  pour le cas où une onde polarisée TE est injectée dans WG1. Il est important de noter qu'en raison du faible contraste d'indice et des dimensions considérées, les cartographies correspondantes pour une onde d'entrée polarisée TM sont essentiellement indiscernables de ceux-ci si on considère l'argumentation de l'annexe A. Ici, nous avons choisi une longueur totale de structure  $L = 30$  mm, une largeur de cœur des guides  $w = 5$   $\mu\text{m}$  et une distance de séparation minimale  $s_0 = 7$   $\mu\text{m}$ . A noter que faire varier ces paramètres permet d'ajuster les conditions de fonctionnement du composant et ses caractéristiques spectrales. Les cartographies de la Fig. 3.2 permettent aisément de choisir les valeurs des contrastes d'indice de réfraction nécessaires pour avoir une bonne séparation des polarisations orthogonales. Cherchons un couple de contrastes d'indices ( $\Delta n_{TE}$  et  $\Delta n_{TM}$ ) conduisant à des comportements très différents en sortie dans le domaine spectral d'intérêt, qui est dans notre exemple la bande entre les deux lignes pointillées horizontales autour de  $1,5$   $\mu\text{m}$ . Pour le plus petit  $\Delta n$ , dans notre cas associé à  $\Delta n_{TE}$ , la lumière doit passer du WG1 à WG3, c'est-à-dire qu'on doit être dans la zone bleue de la Fig. 3.2 (a) et dans la zone jaune de la Fig. 3.2 (b). Dans le domaine spectral d'intérêt, ceci est bien satisfait pour un  $\Delta n_{TE} = 0.003$  correspondant à la ligne en trait verticale gauche. Pour l'autre polarisation, associée à un plus grand contraste d'indice, nous voulons que la lumière reste dans WG1 et soit donc dans la région jaune de la Fig. 3.2 (a) et la région bleue de la Fig. 3.2 (b). C'est le cas pour un contraste d'indice  $\Delta n_{TM} = 0.015$ , cinq fois supérieur à  $\Delta n_{TE}$  et correspondant à la ligne en trait verticale droite. Notez que pour cette valeur de  $\Delta n_{TM}$ , pour des longueurs d'onde dépassant  $1,7$   $\mu\text{m}$  même si aucune lumière n'atteint WG3, une partie de la lumière quitte WG1 et se couple au WG2 (région orange). Notons aussi que évidemment le même raisonnement que ci-dessus peut être fait pour d'autres domaines spectraux comme nous allons discuter plus tard.

Nous avons choisi de ne pas exploiter la frontière sur la partie gauche des diagrammes de la Fig. 3.2, qui correspond à un petit  $\Delta n$ . En effet, on peut remarquer que dans ces régions, la frontière entre les zones jaune et bleue pour  $I_1$  et  $I_3$  a un décalage  $\Delta n$  beaucoup plus grand que pour la frontière sur la droite. Ceci est dû au gradient horizontal plus faible des intensités de sortie en fonction de  $\Delta n$ , ce

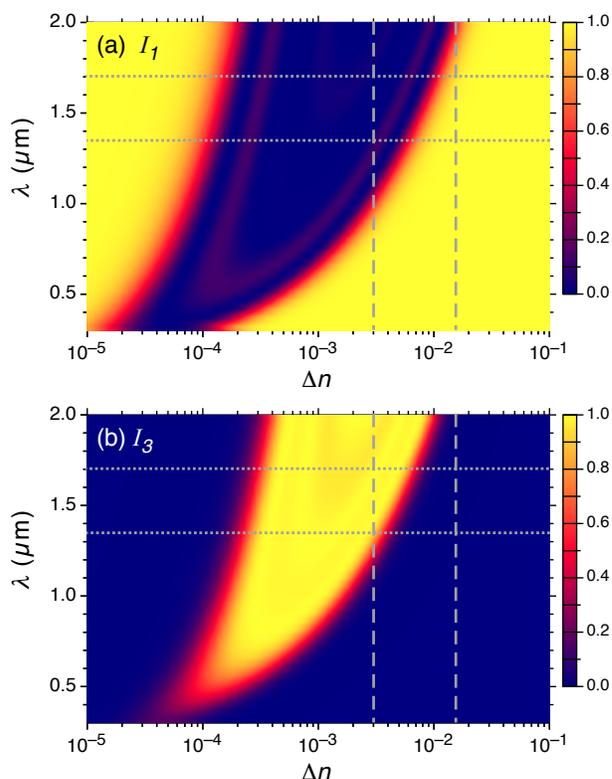


FIGURE 3.2 – (a) Cartographie de l’intensité de sortie  $I_1$  dans WG1 en fonction du contraste d’indice de réfraction  $\Delta n$  et de la longueur d’onde  $\lambda$ . (b) Intensité de sortie correspondante  $I_3$  dans WG3. La lumière est injectée dans WG1, les paramètres de guide d’onde  $w$ ,  $s_0$  et  $L$  sont donnés dans le texte. Les diagrammes sont valables pour la polarisation TE et TM. Les simulations sont effectuées par la théorie des modes couplés (intégration de l’équation (3.1)) comme décrit dans le texte.

qui impliquerait la nécessité d’une anisotropie de contraste d’indice de réfraction beaucoup plus forte que pour les exemples donnés ci-dessous. De plus ces petits  $\Delta n$  correspondent à des mauvais confinements des modes, pour lesquels l’approximation de la CMT n’est plus pleinement valable.

Sur la base de la discussion ci-dessus, nous sélectionnons une valeur de  $\Delta n_{TE} = 0.003$  et nous nous concentrons d’abord sur l’évolution de l’intensité dans les trois guides d’onde pour la longueur d’onde centrale de 1550 nm. Ceci est illustré sur la Fig. 3.3 qui décrit la propagation des ondes dans la structure à trois guides pour différentes valeurs du contraste d’indice. Les figures 3.3 (a) et 3.3 (d) sont pour l’onde polarisée TE et le contraste d’indice ci-dessus. Clairement dans ce cas l’onde

est couplée lors de la propagation aux autres guides d'onde et sort de WG3 avec seulement très peu de lumière transitoire dans le WG2. Cette évolution du faisceau est caractéristique d'un transfert adiabatique et donc robuste et proche de celle typique d'un transfert de lumière de type STIRAP. Les figures 3.3 (b) et 3.3 (e) sont pour l'onde TM et un contraste d'indice 5 fois plus grand  $\Delta n_{TM} = 0.015$ . Dans ce cas, le couplage est inhibé et la lumière reste dans le premier guide d'onde tout le long de la propagation avec seulement très peu de couplage de lumière dans WG2. Enfin, le confinement de l'onde TM dans WG1 est encore plus efficace dans le cas où le rapport de contraste d'indice  $\Delta n_{TM}/\Delta n_{TE}$  est encore augmenté à environ 7,5 comme montré dans les Fig. 3.3 (c) et 3.3 (f). La figure 3.3 confirme que pour  $\lambda = 1550$  nm la séparation des polarisations souhaitée est bien réalisée pour un rapport de contraste d'indice  $\Delta n_{TM}/\Delta n_{TE} = 5$ .

Avant de discuter en détail de la dépendance spectrale, il est utile de définir quelques facteurs de mérite pour les séparateurs de faisceaux. Le premier,  $\xi_1$ , est la pureté de l'onde TM restant dans WG1, c'est-à-dire le rapport de l'intensité normalisée de l'onde TM et de l'intensité totale normalisée (TM + TE) dans ce même guide d'onde,

$$\xi_1 = \frac{I_{1,TM}}{I_{1,TM} + I_{1,TE}} . \quad (3.6)$$

La seconde est la pureté correspondante  $\xi_3$  de l'onde TE dans WG3

$$\xi_3 = \frac{I_{3,TE}}{I_{3,TM} + I_{3,TE}} , \quad (3.7)$$

tandis que le dernier est l'efficacité du système défini comme

$$\eta = \sqrt{I_{1,TM}I_{3,TE}} . \quad (3.8)$$

Toutes les intensités dans les trois équations ci-dessus sont prises à la sortie du système ( $z = L$ ) et sont normalisées à un maximum de 1 à l'entrée du guide WG1. Les cartographies de la Fig. 3.2 sont tracées pour des paramètres  $w$  et  $s$  précis. Un changement de ces paramètres permet de décaler verticalement et horizontalement la région bleue et jaune de la Fig. 3.2 (a) et 3.2 (b) respectivement.

Afin de clarifier notre choix des paramètres, nous avons construits des cartographies des puretés  $\xi_1$  et  $\xi_3$  des ondes polarisée TM et TE dans les guides WG1 et WG3 respectivement et de l'efficacité du système pour différentes valeurs de la largeur des guides d'onde  $w$  et de la distance interguide minimale  $s_0$ . Sur la figure 3.4, nous avons pris des coupes transversales et longitudinales de ces cartographies pour

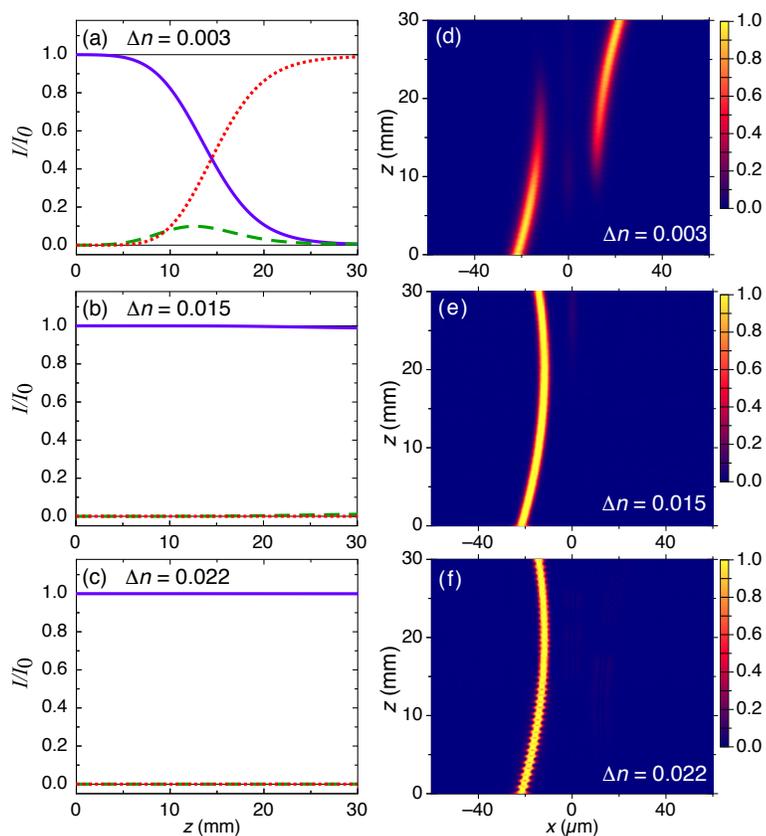


FIGURE 3.3 – Évolution spatiale de l'intensité dans les trois guides d'onde pour  $\lambda = 1550$  nm et les mêmes paramètres de guide d'onde  $w$  et  $s_0$  que ceux utilisés pour la Fig. 3.2. Les figures (a), (b) et (c) sont calculés en utilisant la théorie des modes couplés (CMT) (Eq. (3.1)); Les figures (d), (e) et (f) sont les calculs correspondants par la méthode de propagation du faisceau (BPM). Les figures (a) et (d) sont pour  $\Delta n = 0.003$  associés à l'onde TE sortant en WG3. La figure (b) et (e), resp. (c) et (f) sont pour  $\Delta n = 0.015$ , resp.  $\Delta n = 0.022$  associé à l'onde TM. En (a), (b) et (c) la courbe bleue continue donne l'intensité  $I_1(z)$  dans WG1, tandis que la courbe verte en traits et la courbe rouge en pointillé donnent  $I_2(z)$  et  $I_3(z)$ , respectivement.

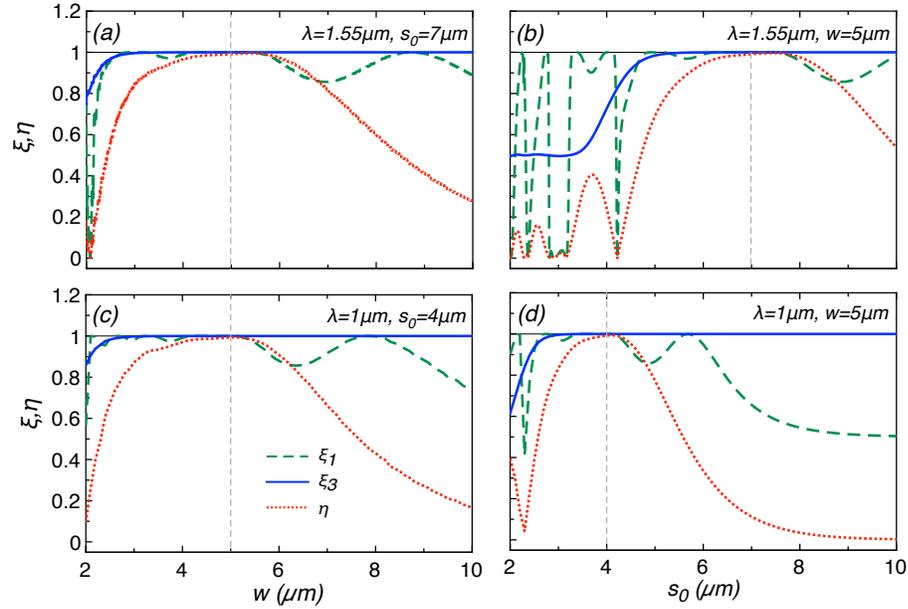


FIGURE 3.4 – Pureté  $\xi_1$  de la lumière polarisée TM à la sortie de WG1, pureté  $\xi_3$  de l’onde TE à la sortie de WG3 et efficacité  $\eta$  du séparateur de faisceau polarisant en fonction de (a,c) la largeur des guides d’onde  $w$  et (b,d) la distance interguide minimale  $s_0$  pour (a,b)  $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$  et (c,d)  $\lambda = 1 \mu\text{m}$  avec  $\Delta n_{TE} = 0.003$  et  $\Delta n_{TM} = 5 \Delta n_{TE}$ .

les valeurs de  $w$  et  $s_0$  choisis. La figure 3.4 (a) représente la distribution de l’intensité à la fin de la propagation et l’efficacité du système en fonction de la largeur des guides d’onde à 1550nm. Elle montre qu’à partir de  $w = 3 \mu\text{m}$  on a un système capable de séparer les deux polarisations de la lumière avec une très bonne pureté pour les deux ondes. Et, on aura un système très efficace pour un largeur des guides de  $w = 5 \mu\text{m}$ . Pour ce choix du largeur des guides, on trace sur la Fig. 3.4 (b) la variation des coefficients  $\xi_1$ ,  $\xi_3$  et  $\eta$  en fonction de la distance interguide minimale  $s_0$ . On observe qu’on a un système de séparation de polarisation efficace pour une distance interguide  $s_0 = 7 \pm 1 \mu\text{m}$ . Les oscillations qui apparaissent au début de la figure 3.4 (b) sont dues à la faible distance interguide. Ce qui favorise l’aller-retour de la lumière entre les guides WG1 et WG3. Les figures 3.4 (a) et 3.4 (b) sont tracées pour une longueur d’onde de 1550nm. Le même exemple est tracée pour une longueur d’onde de 1000nm, illustrée sur les Figs. 3.4 (c) et 3.4 (d). Ces figures montrent que pour un système de séparation de faisceaux polarisants à 1000 nm, nous avons besoin d’une distance interguide minimale  $s_0 = 4 \mu\text{m}$  pour une largeur des guides  $w = 5 \mu\text{m}$ .

Les trois facteurs de qualité ci-dessus sont tracés sur la Fig. 3.5 en fonction du rapport des contrastes d'indice de réfraction pour trois longueurs d'onde, 1400, 1550 et 1700 nm. Notez qu'ici le contraste d'indice de réfraction de l'onde polarisée TE (et donc son comportement de couplage) est maintenu constant et seul  $\Delta n_{TM}$  est modifié. On voit que déjà pour un rapport  $\Delta n_{TM}/\Delta n_{TE} = 3$  les deux polarisations sont bien séparées ( $\xi_1 \approx 1$  et  $\xi_3 \approx 1$ ) pour  $\lambda = 1550$  nm, alors que le système n'est pas encore assez efficace car une petite partie de la lumière polarisée TM est transférée vers le WG2. Ceci est visible dans la figure droite de BPM en 3.5 (a) calculées pour  $\Delta n_{TM} = 0.009$ . Cet effet est encore plus fort pour  $\Delta n_{TM}/\Delta n_{TE} = 2$  correspondant à la figure gauche de BPM de la Fig. 3.5 (a). Dans ce cas, la majeure partie de l'onde TM sort du WG2 et la lumière restante dans WG1 est encore plus faible que la petite lumière parasite TE restante dans ce guide d'onde (voir Fig. 3.3 (a)) de sorte que la pureté  $\xi_1$  se rapproche d'un minimum. En général, les oscillations observées dans les quantités  $\xi_1$  et  $\eta$  pour  $\Delta n_{TM}/\Delta n_{TE} < 3$  sont dues au fait que le contraste d'indice de réfraction de l'onde TM n'est pas assez grand pour conduire à un confinement complet de l'onde TM dans le WG1, mais il n'est pas assez petit pour conduire à un passage de lumière adiabatique de cette onde vers WG3. Pour  $\Delta n_{TM}/\Delta n_{TE} > 3$  toutes les courbes de la Fig. 3.5 pour les puretés  $\xi_1$  et  $\xi_3$  ne changent pratiquement plus. Encore une fois, on peut conclure qu'un rapport  $\Delta n_{TM}/\Delta n_{TE} = 5$  donne un bon séparateur de faisceau polarisant pour  $\lambda = 1550$  nm pour lequel tous les facteurs de qualité sont proches de l'unité. La grandeur la plus critique est l'efficacité  $\eta$ . On voit sur la Fig. 3.5 (c) que les longueurs d'onde plus courtes peuvent permettre un rapport de contraste d'indice de réfraction plus petit que les longueurs d'onde plus grandes pour obtenir une bonne efficacité.

Pour discuter la dépendance spectrale, les facteurs de qualité  $\xi_1$ ,  $\xi_3$  et  $\eta$  sont représentés sur la Fig. 3.6 en fonction de la longueur d'onde pour trois rapports de contraste d'indice. La figure 3.6 (b) montre que la pureté  $\xi_3$  de l'onde TE est toujours très bonne et la figure 3.6 (a) montre que la pureté de l'onde TM a la même dépendance spectrale quelle que soit la valeur de  $\Delta n_{TM}/\Delta n_{TE}$ . Ceci est dû au fait que, même si la lumière TM est toujours bien confinée dans WG1, la valeur de  $\xi_1$  est principalement régie par la partie de l'onde TE restant dans WG1. Par exemple, pour  $\lambda < 0.8 \mu\text{m}$  et  $\Delta n_{TE} = 0.003$  la plupart de l'onde TE reste dans WG1 (aucun passage de lumière adiabatique ne se produit) et la pureté  $\xi_1$  tombe à environ 1/2. Cela explique également la baisse d'efficacité du côté des courtes longueurs d'onde sur la Fig. 3.6 (c) car, en raison du couplage évanescent plus faible, l'onde TE ne fait plus le passage adiabatique et n'atteint finalement pas le WG3 avec une inten-

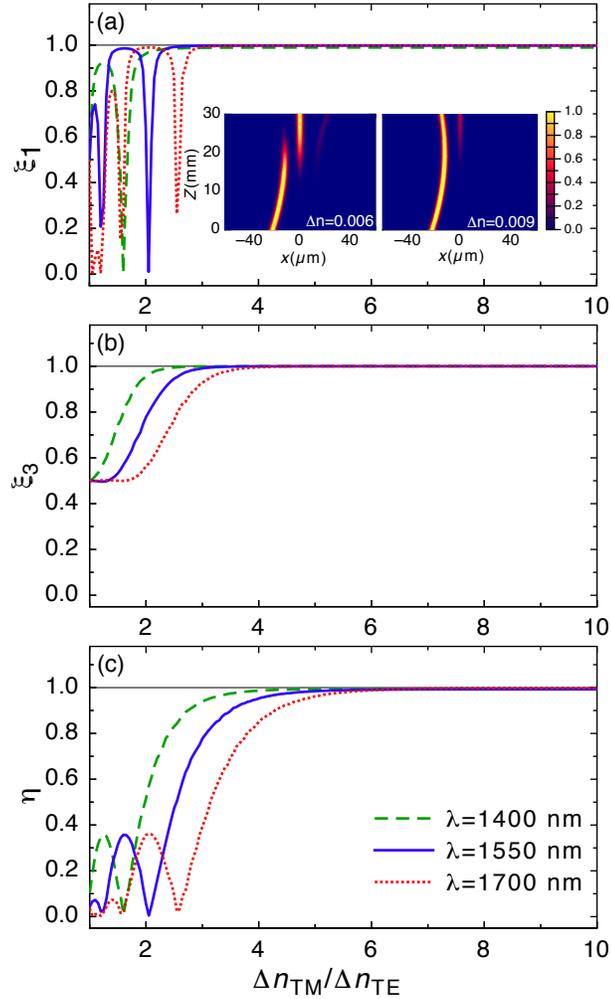


FIGURE 3.5 – (a) Pureté  $\xi_1$  de la lumière polarisée TM à la sortie de WG1 et, (b), pureté correspondante  $\xi_3$  de l'onde TE à la sortie de WG3. (c) Rendement  $\eta$  du séparateur de faisceau polarisant. Toutes les grandeurs sont tracées en fonction du rapport de contraste de l'indice de réfraction  $\Delta n_{TM}/\Delta n_{TE}$  pour les longueurs d'onde de 1400 nm (ligne verte en traits), 1550 nm (ligne bleue continue) et 1700 nm (ligne pointillée rouge).  $\Delta n_{TE} = 0.003$  est fixe. Les encarts en (a) montrent la propagation par BPM pour l'onde TM à  $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$  et pour  $\Delta n_{TM}/\Delta n_{TE} = 2$  et 3.

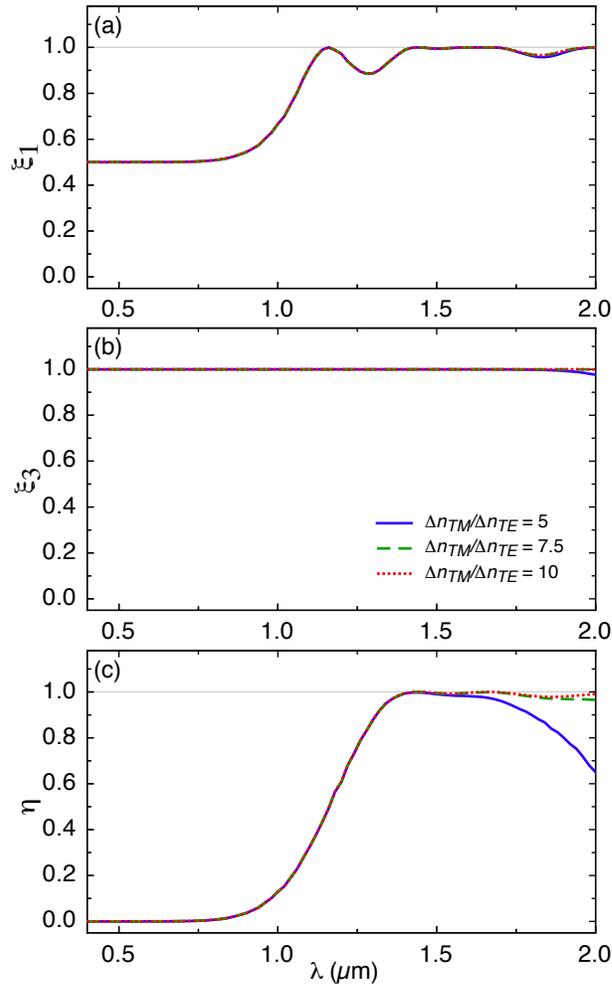


FIGURE 3.6 – (a) Pureté  $\xi_1$  de la lumière polarisée TM à la sortie de WG1 et, (b), pureté correspondante  $\xi_3$  de l'onde TE à la sortie de WG3. (c) Rendement  $\eta$  du séparateur de faisceau polarisant. Toutes les quantités sont tracées en fonction de la longueur d'onde  $\lambda$  pour trois valeurs de  $\Delta n_{TM}/\Delta n_{TE}$ , 5 (ligne bleue continue), 7.5 (ligne pointillée verte) et 10 (ligne pointillée rouge).  $\Delta n_{TE} = 0.003$  est fixe.

sité suffisante. Par contre, du côté des grandes longueurs d'onde, il y a une légère diminution de  $\eta$  du fait que l'onde TM obtient un confinement moins bon dans WG1. La bande passante d'efficacité du côté des grandes longueurs d'onde peut être facilement augmentée en augmentant le rapport du contraste d'indice, comme le montre la Fig. 3.6 (c).

L'exemple donné dans cette section s'appliquait à la gamme spectrale autour de 1550nm. Néanmoins, le même type d'approche peut être appliqué à d'autres longueurs d'onde centrales, par exemple  $\lambda = 1000\text{nm}$ . Nous allons discuter brièvement ce cas à la suite. La figure 3.2 montre que la séparation de faisceau observé sur la Fig. 3.3 ne peut pas fonctionner à des longueurs d'onde inférieures à 1000 nm si les mêmes paramètres de guide d'onde sont utilisés. Pour une gamme spectrale autour de 1000 nm, si on considère les mêmes paramètres  $w$ ,  $s_0$  et  $L$  comme ci-dessus, nous aurions besoin de  $\Delta n_{TE} \approx 0.001$  et environ  $\Delta n_{TM} \approx 0.005$ . Cet exemple est illustré sur la Fig. 3.7 pour les deux polarisations TE et TM associée au  $\Delta n_{TE} = 0.001$  et  $\Delta n_{TM} = 5 \Delta n_{TE}$ , respectivement.

Une évolution similaire à celle sur les Figs. 3.3 (a) et 3.3 (b) est observée. Cela démontre que le système peut aisément être adapté selon les besoins.

### 3.4 Discussion

Les exemples donnés dans la section 3.3 montrent qu'un système composé de trois guides d'onde avec un contraste d'indice de réfraction anisotrope avec un rapport d'environ 5 entre la polarisation TM et TE est capable de donner un séparateur de faisceau polarisant intégré à très large bande avec une pureté et une efficacité presque unitaires sur une gamme spectrale de  $\approx 350$  nm autour de la longueur d'onde de télécommunication de 1550 nm. Des rapports de contraste d'indice plus élevés entraînent une augmentation supplémentaire de cette bande passante. Ces résultats sont facilement transposables à d'autres domaines spectraux en modifiant simplement les paramètres du guide d'onde (largeur, séparation minimale, contraste d'indice de réfraction de l'onde la moins confinée), comme nous avons discuté en relation avec les Figs. 3.2, 3.4 et 3.7.

Des guides d'onde avec un contraste d'indice de réfraction anisotrope peuvent être produits en utilisant plusieurs méthodes et quelques exemples où le rapport requis du contraste d'indice peut être atteint sont donnés à la suite. En principe, on pourrait viser différentes combinaisons, un cœur des guides d'onde avec un indice de

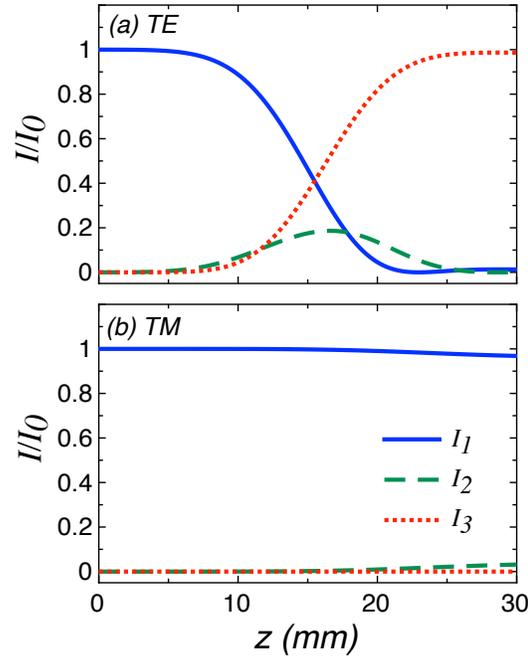


FIGURE 3.7 – Évolution spatiale de l'intensité dans les trois guides d'onde pour  $\lambda = 1000$  nm. Les figures sont calculées par CMT avec  $\Delta n_{TE} = 0.001$ ,  $\Delta n_{TM} = 0.005$ ,  $w = 5\mu\text{m}$  et  $s_0 = 7\mu\text{m}$ .

réfraction anisotrope combiné avec une gaine isotrope, un cœur isotrope et une gaine anisotrope, ou le cas où le cœur et la gaine possèdent tous les deux un indice de réfraction anisotrope avec un degré d'anisotropie différent. Ces différentes combinaisons sont représentées sur la Fig. 3.8.

À titre d'exemple, nous pouvons considérer  $\text{LiNbO}_3$ , qui est l'un des matériaux les plus utilisés en optique intégrée [198, 199] et est un cristal anisotrope optiquement uniaxe. Dans ce matériau, les techniques les plus courantes pour réaliser des guides d'onde optiques sont l'indiffusion d'ions Ti [200] et l'échange de protons [171]. Alors que l'indiffusion Ti conduit à une augmentation (légèrement anisotrope) des indices de réfraction extraordinaires ( $n_e$ ) et ordinaires ( $n_o$ ), l'échange de protons conduit à une augmentation plus forte de  $n_e$  et à une diminution de  $n_o$ . Une combinaison des deux techniques doit donc permettre d'ajuster le rapport du contraste d'indice potentiellement à une valeur donnée. Une telle combinaison de diffusion de Ti et d'échange de protons a déjà été testée avec succès dans le passé pour d'autres buts [201, 202, 203, 204, 205].

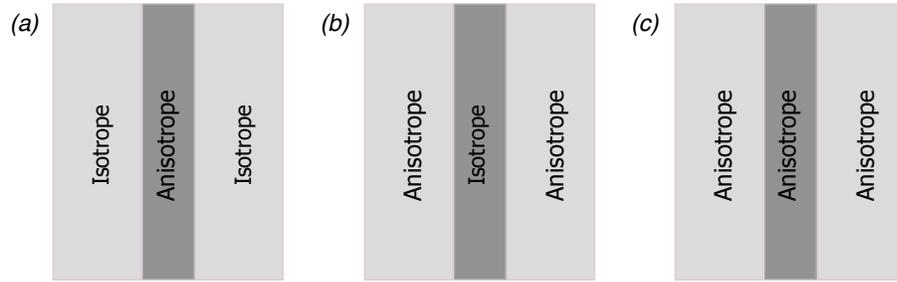


FIGURE 3.8 – Différentes possibilités pour des guides d’onde à contraste d’indice anisotrope.

Une autre option consiste à utiliser des guides d’onde en polymères [206]. Dans ce cas, on peut considérer des polymères possédants une forte biréfringence d’alignement, tels que les polyimides [207] ou d’autres composés fortement anisotropes [208], ou possédant une biréfringence de contrainte [209] ou une biréfringence photo-induite [210]. Supposons qu’un polymère biréfringent avec  $n_e > n_o$  soit utilisé comme cœur de guide d’onde et qu’il soit entouré d’un polymère de gaine avec un indice de réfraction isotrope  $n$  seulement légèrement inférieur à  $n_o$ . Dans ce cas, des rapports extrêmement grands des contrastes d’indice pour les onde TM et TE peuvent potentiellement être atteints. Encore une autre possibilité serait de tirer parti des guides d’onde photo-induits dans des matériaux présentant l’effet photoréfractif [211, 212, 213] et permettant un processus de post-fixation [214, 215]. Dans ce cas, l’effet principal est la création d’un champ électrique de charge d’espace local. L’anisotropie du contraste d’indice de réfraction est alors directement proportionnelle au rapport des coefficients électro-optiques associés à la configuration choisie. Ces derniers traduisent le champ électrique interne en un changement d’indice de réfraction par effet Pockels. Alors que dans le  $\text{LiNbO}_3$  le rapport des coefficients électro-optiques diagonaux les plus importants  $r_{333}^T/r_{113}^T$  n’est que d’environ 3 [216], d’autres matériaux présentent des rapports plus importants, par exemple  $r_{333}^T/r_{223}^T \approx 10$  pour  $\text{KNbO}_3$  [217] et  $r_{333}^T/r_{113}^T \approx 13$  pour  $\text{BaTiO}_3$  [218].

Alors que toutes les propositions ci-dessus impliquent des cœurs de guide d’onde à indice de réfraction anisotrope, il existe également la dernière possibilité d’utiliser un cœur isotrope, tel qu’un guide d’onde en silice ”ridge” ou ”rib”, recouvert d’un matériau anisotrope faisant office de gaine. Par exemple, ce dernier peut être encore formé par un polymère biréfringent avec son plus grand indice de réfraction seulement légèrement inférieur à celui du matériau de coeur et permettant ainsi des rapports de contraste d’indice potentiellement très importants qui ne sont limités que par le choix des matériaux. Dans le cadre de la photonique basée sur les cris-

taux liquides [219], une autre possibilité très intéressante dans ce contexte serait d'utiliser des cristaux liquides faiblement biréfringents comme matériau pour la gaine. Cela ouvrirait la possibilité d'un contrôle et d'une commutation électrique ou thermo-optique des propriétés optiques de la gaine et du comportement de séparation des faisceaux. Les calculs des modes de guide d'onde anisotropes dans une telle configuration ont été effectués par Beeckman et al. [220] et la capacité d'accorder les propriétés pour des résonateurs en anneau sur une plate-forme SOI a déjà été démontrée [221].

### 3.5 Conclusion

En conclusion, nous avons proposé un nouveau concept pour réaliser des séparateurs de faisceaux de polarisation intégrés à large bande basés sur une structure de guide d'onde à une évolution adiabatique, inspirée du processus quantique du STIRAP. Le système est caractérisé par un contraste d'indice de réfraction anisotrope des trois guides d'onde impliqués, ce qui représente le deuxième point clé de notre approche. Les deux polarisations TE et TM possèdent des contrastes d'indice différentes. Leur couplage d'un guide à l'autre est alors différent. L'onde polarisée TE est transférée adiabatiquement vers le guide de sortie tandis que l'onde polarisée TM reste dans le guide initial. Ce processus de séparation de polarisation a lieu sur une large bande spectrale grâce à la robustesse liée aux changements adiabatiques. Plusieurs approches et matériaux peuvent être sélectionnés pour réaliser de tels guides d'onde optiquement anisotropes. Dans le chapitre suivant, on présentera un convertisseur de modes large bande basé aussi sur le transfert adiabatique de la lumière.

### 4.1 Introduction

Nous avons vu au chapitre 2 différentes possibilités de réaliser des convertisseurs de modes spatiaux issus d'exemples de la littérature. Un intérêt particulier a été porté sur les convertisseurs large bande, avec une bande passante pouvant être de plusieurs dizaines de nanomètres [222, 223, 224, 225, 144, 226, 227], voire de plus d'une centaine de nanomètres dans quelques rares dispositifs [143, 148, 145, 147, 228]. Dans ce domaine aussi, les analogies avec les transferts adiabatiques quantiques et particulièrement avec le processus du passage adiabatique Raman stimulé (STIRAP) ont été mises à profit pour concevoir des convertisseurs de mode ou des filtres [229, 142, 222]. Des analogies avec d'autres processus de transfert adiabatiques ont également été employées : certaines utilisent le passage adiabatique où les niveaux se croisent ("adiabatic passage via level crossing") [143], certaines la supersymétrie [148, 149], d'autres une adiabaticité "raccourcie" ("shortcut to adiabaticity") [230].

Ce chapitre s'inscrit dans cette dynamique de conception de convertisseurs de modes utilisant les analogies des transferts entre des états quantiques et le couplage dans guides d'onde. Cependant, comme discuté au chapitre 2, les travaux précédant utilisent l'adiabaticité pour faire évoluer le mode au cours de la propagation en jouant sur la forme et les contrastes d'indices d'un même guide multimode. Notre objectif, ici, est de s'affranchir de cette contrainte de structuration fine des paramètres du guides, c'est-à-dire que nous souhaitons proposer une structure sans modulation longitudinale complexe des guides, tels que des réseaux d'indice, et sans aucune modulation des constantes de propagation, qui sont toujours difficiles à mettre en œuvre.

Dans le même esprit que celui du chapitre précédent, l'idée est de se baser un système à trois guides d'onde à couplage évanescent, qui peut être analogue au STIRAP. Ici, l'objectif est que le mode injecté dans le guide d'entrée (WGI) sera converti sur un autre mode dans le guide de sortie (WGO), ce couplage robuste étant rendu possible par le guide intermédiaire (WG2). Pour un couplage efficace, la constante de propagation du mode initial dans WGI est accordée avec la constante de propagation du mode souhaité dans WGO. Dans une configuration de type STIRAP, WG2 est également accordé, mais nous montrons, dans ce chapitre, que cette condition n'est pas obligatoire pour réaliser la conversion de mode. En effet, lorsqu'un fort désaccord existe entre le guide central et les guides latéraux, le transfert est analogue à l'élimination adiabatique quantique (EA) [231, 22]. L'EA a été étudié précédemment au laboratoire dans le cadre de la thèse d'Hassan Ou-kraou [17], elle avait permis de démontrer que le concept d'élimination adiabatique peut être étendu aux guides d'onde pour concevoir un transfert de lumière robuste et large bande d'un guide vers un autre. Cette technique a l'avantage de relâcher la contrainte de l'ordre contre-intuitif (CI) des constantes de couplage requises pour le STIRAP.

La section 4.2 de ce chapitre, décrit la théorie à la base de la conversion de mode dans un système à trois guides d'onde couplés, toujours dans le cadre de la théorie des modes couplés (CMT) présentée dans le chapitre 1 et utilisée au chapitre 3, pour des configurations STIRAP ou EA. Le formalisme de l'EA sera présenté un peu plus en détail. La section 4.3 présente des exemples de convertisseurs avec des simulations BPM. Les exemples illustrent que les systèmes STIRAP et EA conduisent à une conversion de mode robuste du mode d'ordre supérieur au mode fondamental ou du mode fondamental au mode d'ordre supérieur sur une large gamme spectrale (présenté dans la section 4.4). Une dernière section montre qu'en relâchant un peu la contrainte d'adiabaticité, des dispositifs plus courts peuvent être envisagés.

## 4.2 Théorie

Nous considérons un système de trois guides couplés tel que représenté sur la Fig. 4.1, où les trois guides peuvent avoir des profils d'indice de réfraction différents. L'objectif est de réaliser un convertisseur de mode, où un mode est injecté dans un guide d'entrée WGI, celui-ci peut être le guide 1 (WG1) ou le guide 3 (WG3) et est converti en un autre mode à la sortie du dispositif dans le guide latéral opposé

WGO (WG3 ou WG1). La propagation du champ électrique est formalisée dans le cadre de la théorie des modes couplées comme au chapitre 3 précédent [52].

Nous supposons des guides multimodes, sans perturbation, où un seul mode se propage dans chaque guide. Le choix du mode se propageant dans un guide dépend des paramètres du dispositif ainsi que du mode initialement injecté. Pour réaliser un convertisseur de mode efficace, les constantes de propagation  $\beta_{i,j}$  du mode  $j$  injecté dans WGI et  $\beta_{o,k}$  du mode  $k$  dans WGO doivent correspondre :  $\beta_{i,j} = \beta_{o,k} = \beta_0$ . Dans ce qui suit, nous ne limitons pas notre analyse aux configurations où le guide central est également accordé, on aura donc en général :  $\beta_{2,m} = \beta_0 + \Delta\beta$ , où  $m$  fait référence au mode  $m$  excité dans WG2. Comme les autres guides, WG2 peut être multimode, aussi le mode excité correspondra à celui conduisant à minimiser  $\Delta\beta$ . Dans de telles conditions, la propagation des amplitudes du champ électrique  $a_1(z)$ ,  $a_2(z)$  et  $a_3(z)$  dans les trois guides est décrite par le système de trois équations différentielles couplées suivant

$$i \frac{d}{dz} \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \\ a_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & C_{12}e^{-i\Delta\beta z} & 0 \\ C_{21}e^{i\Delta\beta z} & 0 & C_{23}e^{i\Delta\beta z} \\ 0 & C_{32}e^{-i\Delta\beta z} & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \\ a_3 \end{bmatrix}, \quad (4.1)$$

où les  $C_{gd}$  sont les constantes de couplage dépendant de  $z$  du guide  $d$  sur le guide  $g$ , et en général  $C_{gd} \neq C_{dg}$ . La variation longitudinale en  $z$  des constantes de couplage vient de la variation de la distance entre les guides (voir Fig. 4.1). Le couplage direct entre WG1 et WG3 est négligé car la structure est supposée plane et leur espacement suffisamment grand.

Nous suivons ici la même approche que dans la ref. [22] et l'équation (4.1) ci-dessus peut être mise sous une forme plus symétrique [79]

$$i \frac{d}{dz} \begin{bmatrix} a'_1 \\ a'_2 \\ a'_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & C_P & 0 \\ C_P & \Delta\beta & C_S \\ 0 & C_S & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a'_1 \\ a'_2 \\ a'_3 \end{bmatrix}, \quad (4.2)$$

où les constantes de couplage de pompe ( $C_P$ ) et de Stokes ( $C_S$ ) sont les moyennes géométriques des coefficients  $C_{gd}$  et  $C_{dg}$  avec  $C_P \equiv \sqrt{C_{12}C_{21}}$  et  $C_S \equiv \sqrt{C_{23}C_{32}}$  (comme dans l'éq. 3.1). Pour assurer un transfert adiabatique, la dépendance en  $z$  de  $C_P(z)$  et  $C_S(z)$  doit rester modérée, ce qui impose une variation "lente" en  $z$  des paramètres des guides d'onde, des guides suffisamment longs, et un couplage suffisamment grand pour vérifier le critère d'adiabaticité [232] (voir éq. (1.51)).

Lorsque  $\Delta\beta = 0$ , et avec une séquence contre-intuitive des constantes de couplage (ce qui signifie  $C_S$  plus grand que  $C_P$  dans la première moitié de la propagation

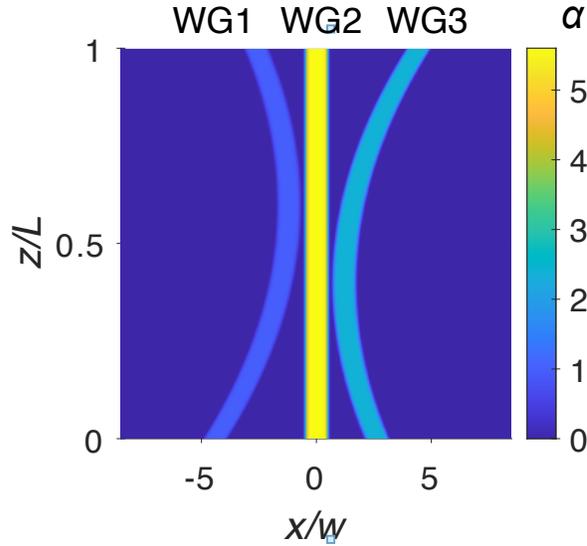


FIGURE 4.1 – Exemple d’une structure de trois guides d’onde couplés pour la conversion de mode. L’échelle de couleur visualise le contraste d’indice de réfraction  $\Delta n$  par rapport au plus petit contraste d’indice  $\Delta n_0$  :  $\alpha = \Delta n / \Delta n_0$  (dans le schéma illustré  $\Delta n_0 = \Delta n_{\text{WG1}}$ ). Les courbures de WG1 et WG3 sont identiques tout comme la distance de séparation minimale  $s_0$  avec WG2. Seule la position  $z$  de  $s_0$  sont différentes : WG2 et WG3 sont initialement plus proches que WG1 et WG2 ( $C_P(0) \ll C_S(0)$  et  $C_P(L) \gg C_S(L)$ , avec  $L$  la longueur du dispositif). L’injection dans WG1 (à  $z = 0$ ) correspond à un ordre contre-intuitif (CI) des constantes de couplage et l’injection dans le guide WG3 correspond à un ordre intuitif (I). Cette forme des guides est maintenue inchangée tout au long de ce chapitre. Les seuls paramètres variables sont les trois coefficients  $\alpha_1$ ,  $\alpha_2$  et  $\alpha_3$  de chaque guide qui permettent de contrôler le choix de la conversion de mode et le régime (STIRAP ou EA). Dans l’exemple dessiné, on a  $\alpha_1 = 1$ ,  $\alpha_2 = 5.6$  et  $\alpha_3 = 2.4$ . Pour les simulations BPM on utilisera :  $L=30$  mm,  $\Delta n_0 = 0.004$ ,  $s_0 = 1.2W$  avec  $W = 8 \mu\text{m}$  la largeur des guides.

pour l’injection dans WG1, comme dans la Fig. 4.1), la propagation de la lumière dans le système de guides d’onde couplés est analogue au phénomène du STIRAP à trois états. Elle devrait alors conduire à un transfert robuste de lumière de WG1 à WG3, avec seulement peu de lumière transitoire dans le guide intermédiaire WG2 [189, 79, 78]. Pour concevoir un convertisseur de mode, et pas seulement un coupleur adiabatique, la seule contrainte supplémentaire est d’accorder les constantes de propagation des guides WG1 et WG3 sur des modes différents. La conversion de mode peut concerner deux modes quelconques, par exemple un mode d’ordre supérieur et le mode fondamental. Contrairement au cas considéré dans le chapitre précédent, ici pour avoir un phénomène de STIRAP ( $\Delta\beta = 0$ , soit  $\beta_{i,j} = \beta_{o,k} = \beta_0$ ), cela peut correspondre à plusieurs designs pour

WG2 en choisissant le mode  $m$  sur lequel le guide central est accordé. Ainsi, WG2 peut être différent des deux autres, même si les deux conceptions les plus évidentes sont : WG2 identique à WGI ou à WGO.

De plus, contrairement au coupleur directionnel standard,  $\Delta\beta \neq 0$  ne signifie pas que seul un couplage partiel peut se produire. En effet, il a été montré en physique quantique qu'un grand désaccord peut conduire à un transfert de population efficace et robuste [231, 233]. Cet effet est appelé "élimination adiabatique" (EA), car il élimine pratiquement l'état intermédiaire. Il a été exploité et démontré expérimentalement dans des guides d'onde couplés pour démontrer des coupleurs large bande [234, 22]. Cela signifie que lorsque

$$\frac{|\Delta\beta|}{\sqrt{C_P^2 + C_S^2}} \gg 1, \quad (4.3)$$

alors la dérivée de  $a'_2(z)$  varie rapidement et la valeur moyenne de  $a'_2(z)$  et  $a_2(z)$  sur plusieurs cycles est nulle, donc la moyenne des dérivées s'annule. Si aucune lumière n'est initialement injectée dans le guide central, cette limite extrême conduit à une forte suppression de l'amplitude de l'onde dans WG2 tout au long de la propagation, de façon similaire au STIRAP. D'un point de vue mathématique, la façon la plus simple de réaliser l'élimination adiabatique, est de poser  $da'_2(z)/dz = 0$ , soit

$$\begin{aligned} i \frac{d}{dz} a'_2 &= 0 = C_P a'_1 + \Delta\beta a'_2 + C_S a'_3 \\ \Rightarrow a'_2 &= -\frac{C_P}{\Delta\beta} a'_1 - \frac{C_S}{\Delta\beta} a'_3 \end{aligned} \quad (4.4)$$

et de remplacer cette nouvelle expression pour  $a'_2$  dans l'équation (4.2), qui peut alors être réduite à un système effectif à deux états, par élimination adiabatique du guide d'onde central [22]

$$i \frac{d}{dz} \begin{bmatrix} \tilde{a}_1 \\ \tilde{a}_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -\Delta_{eff} & C_{eff} \\ C_{eff} & \Delta_{eff} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{a}_1 \\ \tilde{a}_3 \end{bmatrix}, \quad (4.5)$$

où  $a'_i(z)$  est remplacé par  $\tilde{a}_i(z)$  donné par

$$\tilde{a}_i(z) \equiv \exp \left[ -i(C_P^2 + C_S^2)z / (2\Delta\beta) \right] a'_i(z), \quad (4.6)$$

avec  $\Delta_{eff}$  un désaccord effectif

$$\Delta_{eff} \equiv \frac{C_P^2 - C_S^2}{2\Delta\beta}, \quad (4.7)$$

et  $C_{eff}$  une constante de couplage effective

$$C_{eff} \equiv -\frac{C_P C_S}{\Delta\beta}. \quad (4.8)$$

Nous pouvons maintenant écrire l'équation (4.5) dans la *base adiabatique* des états propres [235, 196, 233] (déjà introduite dans la section 1.2 du chapitre 1).

$$i \frac{d}{dz} \begin{bmatrix} b_1 \\ b_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -\sqrt{C_{eff}^2 + \Delta_{eff}^2} & -i \frac{d\vartheta}{dz} \\ i \frac{d\vartheta}{dz} & \sqrt{C_{eff}^2 + \Delta_{eff}^2} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} b_1 \\ b_3 \end{bmatrix}, \quad (4.9)$$

tel que

$$\tan 2\vartheta \equiv \frac{C_{eff}}{\Delta_{eff}}. \quad (4.10)$$

Le lien entre les amplitudes  $\tilde{a}_1$  et  $\tilde{a}_3$  et les amplitudes adiabatiques  $b_1$  et  $b_3$  est donné par

$$b_1 = \tilde{a}_1 \cos \vartheta - \tilde{a}_3 \sin \vartheta, \quad (4.11a)$$

$$b_3 = \tilde{a}_1 \sin \vartheta + \tilde{a}_3 \cos \vartheta. \quad (4.11b)$$

Lorsque l'évolution du système est adiabatique,  $|b_1|^2$  et  $|b_3|^2$  restent constants [235, 196, 233]. Mathématiquement, l'évolution adiabatique signifie que les termes non diagonaux dans l'équation (4.9) sont petits par rapport aux termes diagonaux et peuvent être négligés. Cette restriction revient à la *condition adiabatique* de l'éq. (1.51).

$$\left| \frac{d}{dz} \vartheta \right| \ll (C_{eff}^2 + \Delta_{eff}^2)^{1/2}, \quad (4.12)$$

qui, en utilisant l'éq. (4.10), s'écrit explicitement ici

$$\frac{2 (C_{eff}^2 + \Delta_{eff}^2)^{3/2}}{|\Delta_{eff} \frac{d}{dz} C_{eff} - C_{eff} \frac{d}{dz} \Delta_{eff}|} \gg 1. \quad (4.13)$$

Par conséquent, de façon similaire au cas du STIRAP, l'évolution adiabatique nécessite une dépendance en  $z$  modérée du désaccord effectif  $\Delta_{eff}(z)$  et du coefficient de couplage effectif  $C_{eff}(z)$ . Comme discuté dans la thèse [17], dans le régime adiabatique  $|b_{1,3}|^2 = \text{const}$ , mais l'intensité lumineuse contenue dans WG1 et WG3 ( $\propto |\tilde{a}_{1,3}|^2$ ) variera si l'angle de mélange  $\vartheta$  varie. Ainsi l'évolution adiabatique

peut produire un transfert d'énergie entre les guides d'onde externes. Par ailleurs,  $C_{eff}^2 + \Delta_{eff}^2$  diminue en augmentant  $\Delta\beta$ , donc une sorte de compromis doit être trouvé pour optimiser les deux critères (4.3) et (4.13).

Pour le cas de la structure de la Fig. 4.1,  $\Delta\beta$  est induit par un contraste d'indice différent d'un guide à l'autre, le désaccord de phase effectif  $\Delta_{eff}(z)$  passe d'une valeur négative (quand  $C_p < C_S$ ) à une valeur positive (quand  $C_p > C_S$ ), et  $\vartheta$  passe de  $\pi/2$  à 0. Ainsi, pour un signal injecté dans WG1 (cas CI), le système restera dans l'état adiabatique  $b_3$  et la lumière passera de WG1 à WG3. C'est exactement le mécanisme qui est mis à l'œuvre dans le système à deux guides d'onde de type "Rapid Adiabatic Passage" (RAP) avec un désaccord explicite des constantes de propagation [21]. Une spécificité de l'EA par rapport au STIRAP est que si, au contraire, initialement  $C_p \gg C_S$ , alors  $\Delta_{eff}(z)$  passe d'une valeur positive à une valeur négative, mais avec la même efficacité sur le transfert. Cela est discuté plus en détails dans la ref. [22]<sup>1</sup>. Ainsi, pour une configuration EA les deux configurations CI et I doivent mener à un transfert efficace, et robuste, et dans le cas présent avec en même temps une conversion de mode. Ceci sera vérifié dans Sect. 4.3 au moyen de simulations BPM dans les deux configurations de STIRAP et EA. Nous discuterons également de situations intermédiaires où ni la condition  $\Delta\beta = 0$ , ni l'eq. (4.3) ne sont satisfaites.

### 4.3 Exemples de convertisseurs de mode basés sur le STIRAP et l'EA

Dans cette section, nous vérifions les attentes théoriques en effectuant des simulations numériques BPM de la propagation des ondes dans les structures de la Fig. 4.1. Pour prendre un exemple réaliste, on suppose des guides en silice pour lesquels l'indice de réfraction de la gaine vaut 1.444 à 1550 nm [236]. Par souci de simplicité, nous considérons des guides plans avec un profil d'indice selon la dimension transverse  $x$  :  $\Delta n_g(x) = \alpha_g \Delta n_0 e^{-(2x/W)^8}$ , où  $\Delta n_g(x)$  est le profil de contraste d'indice pour le guide  $g$  avec l'amplitude  $\Delta n_0 = 0.004$  et  $W = 8 \mu\text{m}$  (soit un FWHM=7.64  $\mu\text{m}$ )<sup>2</sup>. Seul  $\alpha_g$  change d'un guide à l'autre. Comme

1. Notez qu'il y a une petite erreur dans cet article : la description de l'évolution de  $\Delta_{eff}(z)$  qui passe de négatif à positif dans le texte et dans la Fig. 3(b) ne correspond pas à la Fig. 1(a) comme annoncé, mais à une figure où la configuration des constantes de couplages doit être contre-intuitive pour une injection dans le guide 1, donc plutôt similaire à la présente Fig. 4.1.

2. Le profil super-gaussien des guides est choisi, dans les simulations, pour limiter les problèmes numériques qu'un profil rectangulaire peut occasionner lors de trop forts contrastes d'in-

représenté sur la Fig. 4.1, WG1 et WG3 ont la même courbure, choisie parabolique pour assurer une évolution de  $C_P(z)$  et  $C_S(z)$  compatible avec le STIRAP, donnée par :

$$\delta x_1(z) = -72(z/L - 1/2 + 1/10)^2, \quad (4.14a)$$

$$\delta x_3(z) = 72(z/L - 1/2 - 1/10)^2. \quad (4.14b)$$

$\delta x_1(z)$  donne l'évolution de la position selon  $x$  du centre de WG1 en fonction de  $z$  en micromètres et  $\delta x_3(z)$  celle de WG3. La longueur totale de propagation est  $L = 30$  mm. La distance minimale entre les centres de deux guides adjacents est  $s_0 = 1.2W$ .

Nous cherchons d'abord à concevoir un convertisseur de mode basé sur le STIRAP ( $\Delta\beta = 0$ ). La situation de départ correspond à  $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha_3 = 1$ , équivalent à  $\Delta n = 0.004$  pour les trois guides. Les guides d'onde sont donc accordés et le mode fondamental (mode 0) est injecté dans  $\text{WGI} \equiv \text{WG1}$  à  $z = 0$  (propagation CI). Comme prévu, la propagation BPM montre un transfert de lumière direct de WG1 à WG3 sans lumière transitoire dans WG2 et sans oscillation d'un guide d'onde à l'autre (voir Fig. 4.2 (a)). Cette évolution de STIRAP optique prouve que le design et donc les constantes de couplage, sont adaptés au transfert adiabatique. Par conséquent, nous pouvons facilement adapter le système pour construire un convertisseur de mode basé sur le STIRAP en ajustant  $\beta_{o,k}$ , jusqu'à atteindre  $\beta_{o,k} = \beta_{i,0}$  avec  $k \neq 0$ . La résolution des modes dans des guides d'onde rectangulaires équivalents de largeur  $W = 7.64 \mu\text{m}$  donne  $\beta_{i,0} = \beta_0 = 5.86 \mu\text{m}^{-1}$  à la longueur d'onde  $\lambda = 1550$  nm pour  $\alpha_i = 1$  (l'indice  $i$  se référant au guide d'entrée). Avec, pour le guide de sortie  $\alpha_o \equiv \alpha_3 = 2.40$  on obtient  $\beta_{o,1} \approx \beta_0$  pour le premier mode d'ordre supérieur (Mode 1) et avec  $\alpha_o = 5.33$ ,  $\beta_{o,2} \approx \beta_0$  pour le second mode d'ordre supérieur (Mode 2). Ces cas sont simulés dans les Fig. 4.2 (b) et (c) où l'on voit une excellente conversion de mode associée à un transfert adiabatique : l'injection du mode 0 dans WG1 est convertie en mode 1 ou 2 à la sortie de WG3, sans lumière transitoire WG2. Bien entendu, le design peut également être utilisé pour convertir un mode d'ordre supérieur en mode fondamental en injectant le mode d'ordre supérieur dans WG3 à  $z = L$  (ou en injectant dans WG1 à  $z = 0$  et en inversant les valeurs de  $\alpha_1$  et  $\alpha_3$ ).

---

dices. Pour les modélisations théoriques et les calculs de constantes de propagation et de couplage, une bonne approximation est un guide plan à saut d'indice de largeur  $W_{rect}$  égale au FWHM (Full Width at Half Maximum) des guides super-gaussiens, soit  $W_{rect} = (\ln 2)^{1/8} W \approx 0.95W$ . Nous avons gardé ces profils tout au long de la thèse.

Même sans avoir à calculer les modes de propagation, ces deux premiers exemples de conversion peuvent être retrouvés directement à partir de la Fig 4.2 (d) où l'on fait varier  $\alpha_o$ . La Fig 4.2 (d) représente l'efficacité de transfert

$$\eta = \frac{P_o(z = L)}{P_i(z = 0)}, \quad (4.15)$$

où  $P_o(z = L)$  est la puissance de sortie dans WGO et  $P_i$  la puissance initiale dans WGI. Les deux courbes représentent  $\eta_{CI}$  dans le cas d'une séquence contre intuitive (WGI $\equiv$ WG1 et WGO $\equiv$ WG3) et  $\eta_I$  dans le cas d'une séquence intuitive (WGI $\equiv$ WG3 et WGO $\equiv$ WG1). Plusieurs remarques peuvent être faites. Premièrement,  $\eta_{CI} = 1$  est obtenu pour les valeurs attendues de  $\alpha_o$  qui donnent  $\Delta\beta = 0$ , mais

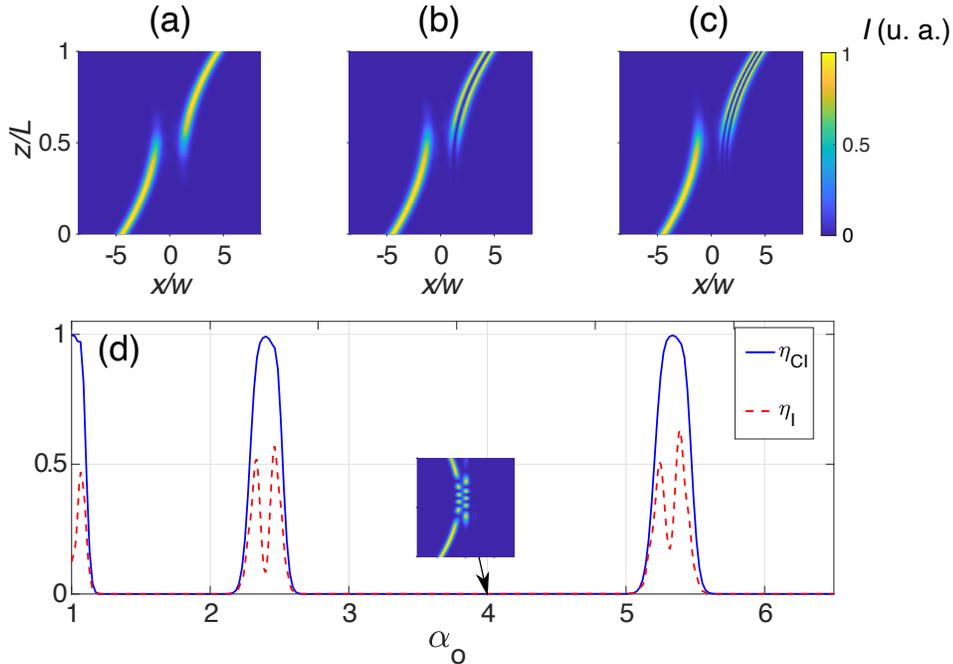


FIGURE 4.2 – (a), (b) et (c) Simulations BPM de la propagation de la lumière pour  $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$  où la forme des guides est celle de la Fig. 4.1 avec  $\alpha_i \equiv \alpha_1 = 1$  (cas CI, avec injection du Mode 0) et  $\alpha_2 = 1$ .  $\alpha_o \equiv \alpha_3$  est ajusté pour obtenir  $\Delta\beta = 0$  pour trois modes différents : (a)  $\alpha_o = 1$ , (b)  $\alpha_o = 2.40$ , (c)  $\alpha_o = 5.33$ . Cela illustre trois cas de STIRAP avec une conversion de mode pour (b) et (c). L'échelle de couleur visualise l'intensité lumineuse normalisée allant de 0 (bleu) à 1 (jaune). (d) Variation en fonction de  $\alpha_o$  des efficacités de transfert  $\eta_{CI}$  (courbe bleue continue) et  $\eta_I$  (courbe rouge pointillée) pour  $z = L$  ( $\alpha_i = \alpha_2 = 1$ ). Voir détails dans le texte. Les trois maximums où  $\eta_{CI} = 1$  correspondent aux propagations (a), (b) et (c). L'encart illustre la propagation pour  $\alpha_o = 4$ .

la plage où  $\eta_{CI} > 0.5$  est assez large, ce qui donne un premier indice d'un comportement robuste. Il est à noter également que lorsque  $\eta < 1$ , cela signifie que la lumière est distribuée dans plusieurs ports de sortie, mais il y a toujours un seul mode excité dans chaque guide. Il n'y a jamais de mélange de modes, puisque le choix du mode dans WG2 et WGO est imposé lors couplage (comme déjà mentionné, le mode excité est celui qui a la constante de propagation la plus proche du mode du guide adjacent). Une autre remarque est qu'avec la configuration intuitive  $\eta_I$  n'atteint jamais 1 et oscille fortement autour de la condition  $\Delta\beta = 0$ . Ces deux points seront analysés plus en détails dans la suite. Enfin, sauf autour de  $\Delta\beta = 0$ ,  $\eta$  reste toujours nul, ce qui signifie qu'il n'y a jamais de lumière dans WGO. En effet, puisque  $\alpha_i = \alpha_2$  est toujours vérifiée, ce cas résonnant entraîne un fort couplage entre WGI et WG2 et la lumière passe de l'un à l'autre avec des oscillations périodiques (similaires aux oscillations de Rabi en dynamique quantique). Et dans le même temps,  $\alpha_o \neq \alpha_2$ , ce qui signifie que WGO est désaccordé des deux autres guides, et il n'y a donc pratiquement aucun transfert vers WGO. Le petit encart de la Fig. 4.2 (d) illustre ce comportement en traçant la propagation de la lumière pour le cas contre intuitif pour  $\alpha_o = 4$ .

Comme détaillé dans la partie théorique, la conversion de mode adiabatique devrait se produire également lorsque  $\Delta\beta \neq 0$ , en particulier lorsque les conditions d'élimination adiabatique sont satisfaites (éq. (4.3)). Pour avoir une vue d'ensemble de l'évolution de  $\eta$  avec les variations de  $\alpha_o$  et  $\alpha_2$  nous traçons la Fig. 4.3, qui représente  $\eta_{CI}$  (Fig. 4.3 (a)) et  $\eta_I$  (Fig. 4.3 (b)) en fonction de ces deux paramètres. La ligne pointillée blanche correspond aux profils de la Fig. 4.2 (d) déjà discutés. Nous nous concentrons sur le début de la dynamique pour  $\alpha_o < 6.5$  et  $\alpha_2 < 20$ , mais le comportement pseudo-périodique continue pour des valeurs plus élevées. Une fois encore, cette figure montre que  $\alpha_o$  doit correspondre à  $\beta_{o,k} \approx \beta_{i,0}$  pour avoir une bonne efficacité. En physique quantique, le phénomène de STIRAP est bien connu pour être particulièrement sensible à un désaccord à "deux photons" [196]. Dès que cet accord est perdu, l'efficacité du STIRAP chute. Donc ici, quand on fait varier  $\alpha_o$ , cela revient à perdre la résonance à deux photons et l'efficacité chute rapidement. Elle revient périodiquement, ici, quand un autre mode se trouve accordé. Par contre quand on fait varier  $\alpha_2$ , cela correspond à faire varier le désaccord à "un photon" où seul l'état intermédiaire est désaccordé (*i.e.*  $\Delta\beta$  de l'éq. (4.2) varie). Ce désaccord à un photon est beaucoup moins sensible puisque pour un transfert STIRAP l'état intermédiaire n'est pas peuplé. Cela explique qu'on ait trois régions verticales avec  $\eta \approx 1$  sur une large gamme de valeurs de  $\alpha_2$ .

Ces trois régions correspondent aux trois premières conditions d'accord entre les

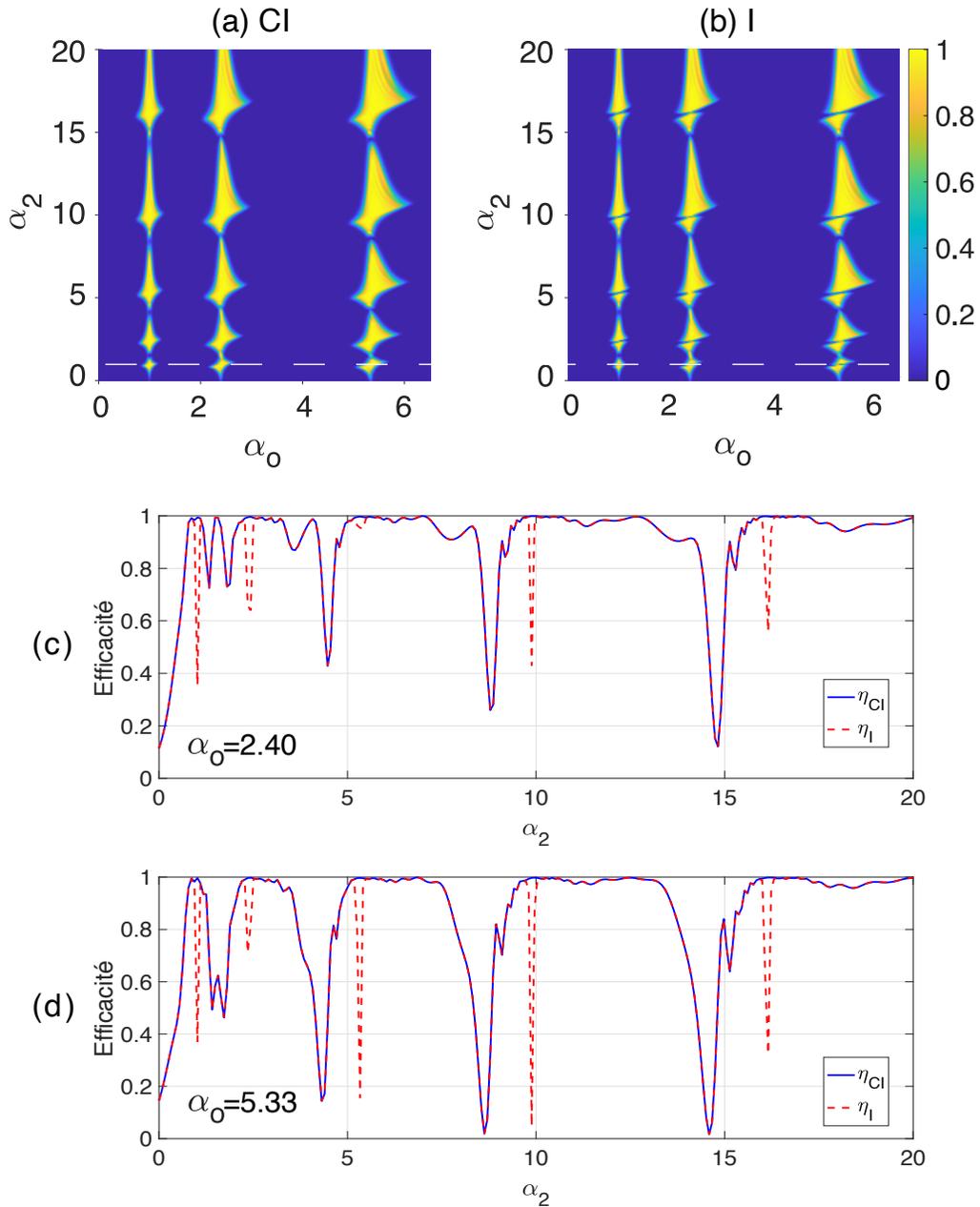


FIGURE 4.3 – (a) Cartographies de  $\eta_{CI}$  en fonction de  $\alpha_o$  et  $\alpha_2$  pour le cas contre-intuitif à  $\lambda = 1550$  nm, (b)  $\eta_I$  pour le cas intuitif. Tous les autres paramètres des guides sont ceux de la Fig. 4.1. La ligne blanche pointillée ( $\alpha_2 = 1$ ) correspond aux profils de la Fig 4.2 (d). Des profils de  $\eta(\alpha_2)$  sont représentés en (c) pour  $\alpha_o = 2.40$  (convertisseur 01 lorsque  $\eta \approx 1$ ) et en (d) pour  $\alpha_o = 5.33$  (convertisseur 02 lorsque  $\eta \approx 1$ ). Ces deux profils illustrent l'extrême similitude entre  $\eta_{CI}$  (courbe bleue continue) et  $\eta_I$  (courbe pointillée rouge). Les seules différences, où  $\eta_I$  chute alors que  $\eta_{CI}$  reste proche de 1, correspondent au cas où le guide intermédiaire (WG2) est accordé avec les guides latéraux pour un mode particulier, correspondant à un cas de STIRAP ( $\Delta\beta = 0$ ).

modes :  $\alpha_o = 1$  (i.e.  $\beta_{o,0} = \beta_{i,0}$ ),  $\alpha_o = 2.40$  (i.e.  $\beta_{o,1} = \beta_{i,0}$ ) ou  $\alpha_o = 5.33$  (i.e.  $\beta_{o,2} = \beta_{i,0}$ ). Les profils de  $\eta(\alpha_2)$  pour  $\alpha_o = 2.40$  et  $\alpha_o = 5.33$  sont représentés sur les Fig. 4.3 (c) et (d). Autour de ces conditions, on peut donc voir que  $\eta$  est proche de 1, pour une grande plage de valeurs de  $\alpha_2$  pour la propagation contre intuitive, mais aussi pour le cas intuitif. Cela montre que la vérification de la condition d'élimination adiabatique de l'éq. (4.3) n'est pas essentielle pour une conversion de mode efficace. Pour autant, la présence du guide 2 est indispensable, puisque pour  $\alpha_2 \rightarrow 0$ ,  $\eta \rightarrow 0$ . Ceci prouve qu'il n'y a pas de couplage direct de WG1 à WG3. De plus, les résultats des cas contre-intuitif et intuitif sont extrêmement similaires, sauf précisément autour des conditions du STIRAP lorsque  $\Delta\beta = 0$  ( $\beta_{o,k} = \beta_{i,0} = \beta_{2,m}$ ) où l'efficacité  $\eta_I$  chute. Par ailleurs, les chutes abruptes et similaires pour  $\eta_{CI}$  et  $\eta_{CI}$  en fonction de  $\alpha_2$  (celles autour de 2, avant 5, avant 10 et avant 15) surviennent un peu avant l'apparition d'un nouveau mode quand le contraste d'indice augmente. Dans ces cas, là les modes sont trop confinés et le couplage n'est plus efficace pour avoir un transfert adiabatique.

Pour une meilleure compréhension de ces résultats, nous représentons sur la Fig. 4.4 la propagation de l'intensité lumineuse pour plusieurs configurations intéressantes pour les cas contre-intuitifs (colonne de gauche) et intuitifs (colonne de droite). Les Fig. 4.4 (a) et (b) correspondent aux premières conditions STIRAP pour une conversion du mode 0 au mode 1 (convertisseur 01) :  $\beta_{i,0} = \beta_{2,0} = \beta_{o,1}$  en (a) et  $\beta_{i,0} = \beta_{2,1} = \beta_{o,1}$  en (b). Ces deux cas résonnants montrent clairement que pour un ordre intuitif des constantes de couplage la lumière oscille d'un guide à l'autre en passant par l'état intermédiaire (WG2). Par conséquent, selon la valeur des constantes de couplage, la lumière peut sortir par WG2 ou WG3 (où un mélange), et le transfert n'est pas robuste, comme prévu par la théorie du STIRAP. Dans les Fig. 4.4 (c) et (d), la condition  $\beta_{i,0} = \beta_{o,1}$  est toujours vérifiée et les propagations CI sont similaires au cas (a) et (b). Pour la propagation intuitive, chaque cas conduit également à un transfert efficace vers le mode 1 dans WGO, comme déjà suggéré dans les Fig. 4.3 (c) et (d). La différence entre les Fig. 4.4 (c) et (d) est la lumière transitant dans WG2 beaucoup plus importante dans (c) que dans (d), ce qui peut être vu clairement pour le cas intuitif. En effet, le critère d'élimination adiabatique de l'Eq. (4.3) est supérieur à 5 en (d) et vaut environ 1 en (c), ce qui justifie qu'il n'y a quasiment pas de lumière transitoire dans WG2 en (d). Mais même en (c), la dynamique est très différente de celles des STIRAP en propagation intuitive : il n'y a pas d'oscillations caractéristiques du couplage résonnant. La lumière est couplée de WGI à WG2 et l'intensité reste relativement constante dans le guide 2, puis la lumière se couple vers WGO, là encore sans oscillations. On

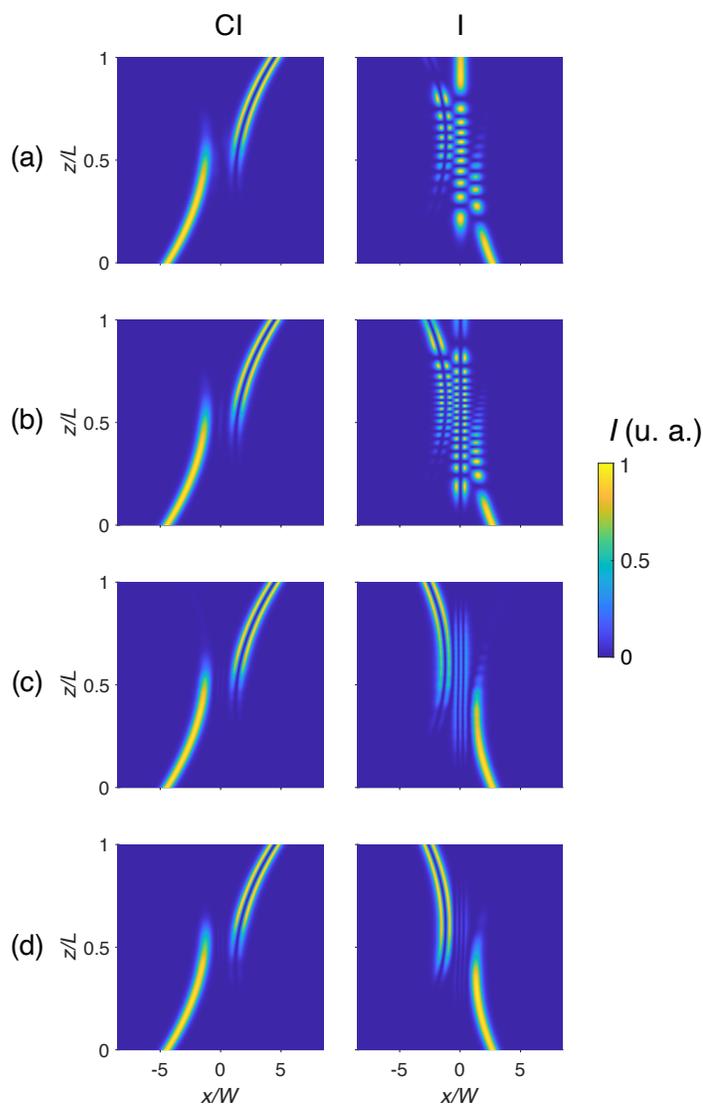


FIGURE 4.4 – Exemples de conversions du mode 0 au mode 1 ( $\alpha_i = 1$ ,  $\alpha_o = 2.40$ ) illustrés par l'évolution des intensités lumineuses à  $\lambda = 1.55\mu\text{m}$  pour la structure de guides de la Fig. 4.1 excepté pour  $\alpha_2$  qui varie : (a)  $\alpha_2 = 1$  (le cas CI correspond à la Fig. 4.2 (b)), (b)  $\alpha_2 = 2.4$ , (c)  $\alpha_2 = 5.6$ , (d)  $\alpha_2 = 7$ . La colonne de gauche montre le cas contre-intuitif et celle de droite le cas intuitif. (a) et (b) illustrent deux convertisseurs basés sur le STIRAP ( $\Delta\beta = 0$ ), tandis que (c) et (d) illustrent deux cas où  $\Delta\beta \neq 0$ , où les ordres CI et I conduisent tous deux à une conversion de mode robuste. En (d) la condition d'élimination adiabatique de l'Eq. (4.3) est mieux vérifiée qu'en (c) et presque aucune lumière ne transite dans WG2, même dans le cas intuitif.

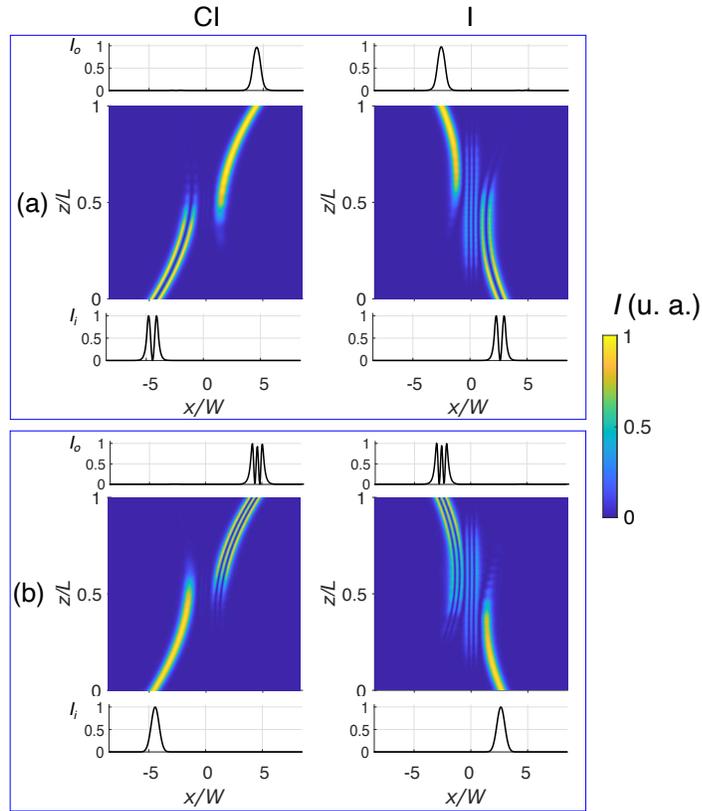


FIGURE 4.5 – Autres exemples de conversions possibles illustrés par l'évolution des intensités lumineuses à  $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$  pour une structure de la Fig. 4.1 sauf pour  $\alpha_i$  et  $\alpha_o$  ( $\alpha_2$  est maintenu à 5.6). (a)  $\alpha_i = 2.40$  et  $\alpha_o = 1$  réalisant la conversion du mode 1 vers le mode 0, (b)  $\alpha_i = 1$  et  $\alpha_o = 5.33$  réalisant la conversion du mode 0 vers le mode 2. Les profils supérieurs (resp. inférieurs) représentent les profils d'intensité normalisé en sortie dans la dimension transverse (resp. en entrée).

peut aussi noter qu'en augmentant le contraste d'indice du guide central, l'ordre du mode excité dans ce guide par couplage augmente, pour correspondre au plus petit  $\Delta\beta$ .

Deux exemples supplémentaires de simulation BPM sont donnés dans la Fig. 4.5 où nous avons ajouté les profils de l'intensité initiale (profils inférieurs) et ceux de sortie (profils supérieurs). Les profils d'intensité donnent une visualisation directe de la très grande efficacité  $\eta$ . La figure 4.5 (a) montre que notre concept peut être utilisé, non seulement pour la conversion du mode fondamental vers un mode d'ordre supérieur, mais aussi pour la conversion vers le mode fondamental, puisqu'ici c'est le mode 1 qui est injecté dans WGI qui possède cette fois-ci un

contraste d'indice plus élevé que WGO. Le dernier exemple (Fig. 4.5 (b)) illustre la conversion de mode de 0 à 2 (convertisseur 02), avec WG1 et WG2 identiques à ceux de la Fig. 4.4 (c). Un autre cas de conversion vers le mode 2 a déjà été donné dans la Fig 4.2 (c) correspondant à une condition STIRAP. D'autres cas de conversion de mode de 02 ne sont pas représentés ici, mais leur dynamique serait similaires à la conversion 01. Bien entendu, ce concept peut être étendu à n'importe quelle conversion de mode, n'incluant pas forcément le mode fondamental (même si ce cas a sans doute un intérêt pratique particulier). Ces exemples démontrent clairement le fort potentiel de cette technique de conversion de mode, où aucun mélange de modes ne peut se produire tant que les paramètres des guides sont constants au cours de la propagation. Nous avons montré que des transferts robustes sont obtenus puisqu'il n'est pas nécessaire d'accorder le guide central. Ce comportement robuste devrait également conduire à une efficacité large bande, ce qui est étudiée dans la section suivante.

#### 4.4 Analyse spectrale

La variation de l'efficacité  $\eta$  (éq. (4.15)) avec la longueur d'onde est tracée sur la Fig. 4.6 pour les différents cas étudiés dans la Fig. 4.4. Les contrastes des indices de réfraction  $\Delta n$  sont maintenus constants avec  $\lambda$ , mais la dispersion de la silice pour la gaine est prise en compte. Les Fig. 4.6 (a) et (b) illustrent les deux conversions de mode de 0 à 1 basé sur le STIRAP, représenté à  $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$  dans les Fig. 4.4 (a) et (b), tandis que les Fig. 4.6 (c) et (d) correspondent aux cas des Fig. 4.4 (c) et (d) à  $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$  où WG2 est désaccordé. On peut déjà constater que suivant la configuration choisie, la largeur de la bande passante varie, mais toutes les propagations en configuration contre-intuitive ont une allure similaire :  $\eta_{CI}$  reste proche de 1 autour de la longueur d'onde centrale  $\lambda_0$  avec un plateau caractéristique d'un transfert adiabatique.

Ce plateau est inexistant dans le cas d'un convertisseur basé sur un coupleur directionnel résonnant, comme celui représenté sur la Fig. 4.6(e). Comme déjà mentionné, la principale caractéristique d'un couplage résonnant, est une oscillation de la lumière d'un guide à l'autre : ces oscillations se produisent au cours de la propagation, comme on peut le voir par exemple dans les cas de propagation intuitive des Fig. 4.4 (a) et (b). Aussi, pour un convertisseur directionnel tel que celui de la Fig. 4.6 (e), la longueur  $L$  du dispositif doit correspondre à la longueur de couplage  $L_C = \pi/2C$  (ou à un multiple de  $L_C$ ) (voir sect. 1.1.4), et dès que la valeur de  $C$  change par exemple en changeant  $\lambda$ , l'efficacité chute pour  $L$  constant. Le principal

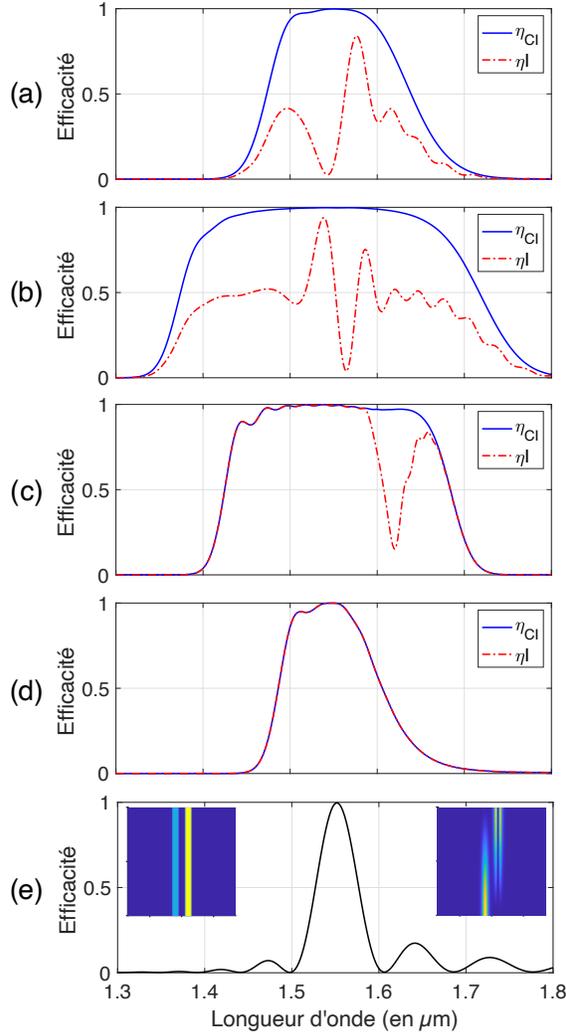


FIGURE 4.6 – (a), (b), (c), (d), (e) Évolution de  $\eta_{CI}$  (courbe bleue continue) et  $\eta_I$  (courbe pointillée rouge) en fonction de  $\lambda$  pour différents convertisseurs adiabatiques du mode 0 ( $\alpha_i = 1$ ) au mode 1 ( $\alpha_o = 2.40$ ) dont l'évolution en  $z$  a été étudié à  $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$  sur la Fig. 4.4 : (a)  $\alpha_2 = 1$  (STIRAP sur le mode 0 dans WG2 à  $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$  avec la propagation correspondante dans la Fig. 4.4 (a)), (b)  $\alpha_2 = 2.4$  (STIRAP sur le mode 1 dans WG2 à  $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ , Fig. 4.4 (b)), (c)  $\alpha_2 = 5.6$  (Fig. 4.4 (c) à  $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ ), (d)  $\alpha_2 = 7$  (Fig. 4.4 (d) à  $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ ). (e) Comparaison avec la bande passante d'un convertisseur de mode 01 basé sur un coupleur directionnel. La structures des deux guides droits est donnée dans l'encart à gauche ( $L = 8 \text{ mm}$  et  $s_0 = W$ , les autres paramètres restent inchangés) et celui de droite illustre la propagation à  $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ .

avantage du transfert adiabatique est la robustesse du processus qui le rend beaucoup moins sensible aux changements de paramètres ou aux perturbations, d'où une bande passante accrue.

Dans tous les cas adiabatiques, et en configuration CI, la largeur de la bande passante sera limitée, non pas à cause de ce changement des constantes de couplage, mais car la condition nécessaire à un convertisseur efficace  $\beta_{o,k} = \beta_{i,0}$  est perdue en changeant  $\lambda$  puisque les constantes de propagation n'ont pas la même évolution en fonction de  $\lambda$ . Autrement dit, en changeant  $\lambda$ , on perd la condition analogue à la résonance à deux photons, très critique, comme discuté dans la section précédente. Les variations des constantes de propagation avec  $\lambda$  limitent d'autant plus la bande passante que le guide central désaccordé avec les deux guides latéraux. Le cas (d) correspond ainsi au cas qui présente le plus fort  $\Delta\beta(\lambda_0)$  initial et donc la plus faible bande passante. Ainsi, l'élimination adiabatique permet bien de réaliser un convertisseur de mode robuste, mais quand même moins large bande que les cas se basant sur le STIRAP (qui impliquent une propagation CI).

Pour se convaincre que la bande passante est limitée par le désaccord des constantes de propagation, on trace sur la Fig. 4.7 l'évolution de  $\eta$  pour la structure de guide de la Fig. 4.2 (a) (STIRAP n'impliquant que des modes 0), dans ce cas les guides sont accordés à toutes les longueurs d'onde puisque  $\alpha_i = \alpha_2 = \alpha_o = 1$  reste toujours valable. Comme on peut le constater la dynamique est donc très différente. Il en découle une bande passante très largement supérieure dans le cas CI, et les oscillations périodiques attendues dans le cas intuitif, qui ne s'amortissent pratiquement pas sur la plage considérée, car le couplage reste efficace.

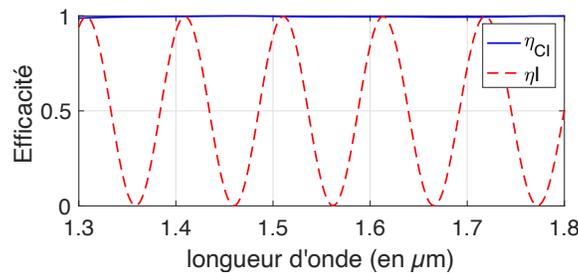


FIGURE 4.7 – Efficacité en fonction de la longueur d'onde d'un coupleur adiabatique basé sur le cas du STIRAP de la Fig. 4.2(a) avec  $\alpha_i = \alpha_2 = \alpha_o = 1$  pour toutes les longueurs d'onde (seul le mode 0 se propage).

Dans les convertisseurs, la perte de l'accord  $\Delta\beta = 0$  avec la longueur d'onde limite

donc la bande passante des cas CI, mais permet aussi de comprendre la dynamique intuitive des cas de STIRAP (Fig. 4.6 (a) et (b)). En effet, des oscillations sont bien présentes autour de  $\lambda_0 = 1.55 \mu\text{m}$ , mais s'amortissent rapidement dès qu'on perd l'accord entre les guides latéraux. Pour autant l'efficacité  $\eta_I$  ne chute pas directement à 0, mais reste proche de 0.5 dans la plage où  $\eta_{CI} \approx 1$ , car WG2 reste quand même toujours accordé avec l'un des guides latéraux. C'est bien plus visible dans la courbe  $\eta_I(\lambda)$  du cas (b) (où  $\beta_{o,1}(\lambda) = \beta_{2,1}(\lambda)$ ) que dans le cas (a) (où  $\beta_{i,0}(\lambda) = \beta_{2,0}(\lambda)$ ). Ce cas du STIRAP en (b) est d'ailleurs le plus large bande de tous les cas traités ici : plus large que les cas d'élimination adiabatique comme déjà mentionné, mais également que le cas du STIRAP en (a). Dans le cas (a), comme WGI et WG2 restent toujours accordés, cela signifie qu'en changeant  $\lambda$  la lumière oscille principalement entre ces deux guides et le couplage vers le guide de sortie est perdu. Un exemple d'une telle propagation est donnée dans la Fig. 4.8 (a). On voit bien le couplage résonnant, par les oscillations dans le cas intuitif.

Au contraire, dans le cas (b) (Fig. 4.6 (b) et Fig. 4.8 (b)), c'est WG2 et WGO qui restent accordés, donc dès que la lumière entre dans WG2 elle est également couplée à WGO et le désaccord empêche la lumière de revenir vers WGI, ce qui permet d'accroître la bande passante. Ce cas est le plus robuste des 4 cas présentés. On constate également sur la Fig. 4.8 (b), que dans le cas intuitif à  $\lambda = 1.45 \mu\text{m}$ , le transfert ressemble à un transfert adiabatique, puisque les oscillations ont disparues. Cette configuration pourrait peut-être même être optimisée et analysée plus en détails pour réaliser un convertisseur robuste 01 qui assurerait en même temps un diviseur 50/50. Ce cas où les deux états de sorties sont fortement couplés et désaccordés avec l'état initial, rappelle les états habillés de l'effet Autler-Townes qui peut être un cas particulier de transfert de population à trois états [196]. Un analogue dans des guides couplés avait permis de démontrer un diviseur de faisceau 50/50 entre deux guides accordés et fortement couplés, mais désaccordés avec le guide d'entrée [19]. En tous cas, pour notre convertisseur 01, ce cas (b) (Fig. 4.6 (b)), le plus robuste comme déjà discuté, il présente une bande passante supérieure à 250 nm en propagation CI.

Il ressort de cette étude, que l'intérêt de la conversion de mode basée sur l'élimination adiabatique n'est pas la bande passante, mais le comportement très similaire pour les cas contre-intuitifs et intuitifs. En effet, sur les Fig. 4.6 (c) et (d) les deux courbes sont presque superposées pour toutes les longueurs d'onde. Le cas (c) correspond à un  $\Delta\beta(\lambda_0)$  initial plus modéré que le cas (d), et donc à un cas intermédiaire entre le STIRAP et une configuration EA. D'ailleurs  $\eta_I$  présente un trou profond autour de  $\lambda = 1.63 \mu\text{m}$  dans la Fig. 4.6 (c), ce qui signifie que le désaccord

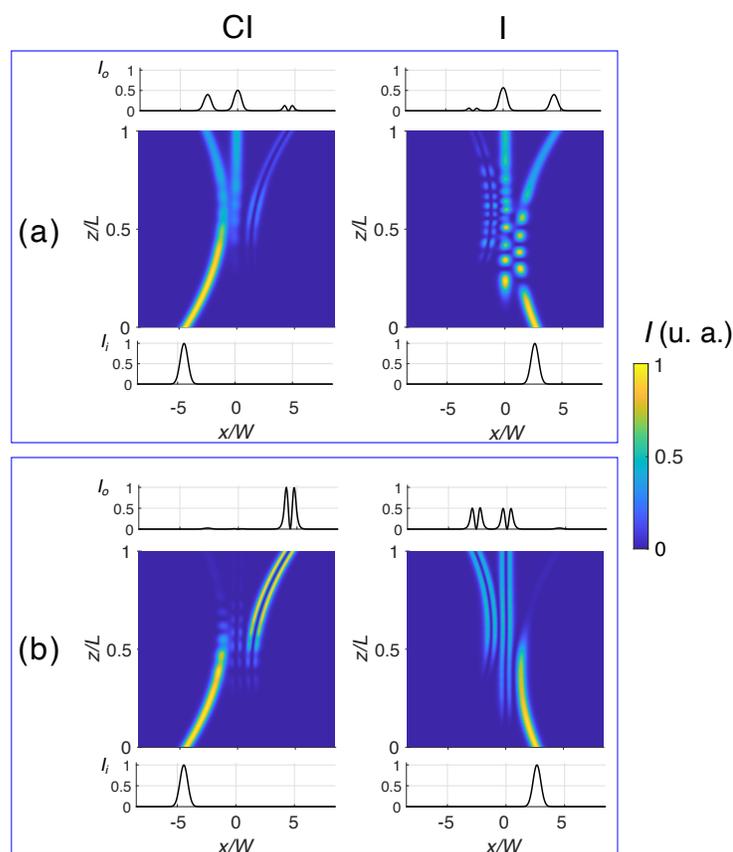


FIGURE 4.8 – Propagation de la lumière à  $\lambda = 1.45 \mu\text{m}$  pour (a)  $\alpha_i = \alpha_2 = 1$  et  $\alpha_o = 2.40$  où  $\eta(\lambda)$  est donné dans la Fig. 4.6 (a) et la propagation correspondante à  $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$  dans la Fig. 4.4 (a); (b)  $\alpha_i = 1$  et  $\alpha_2 = \alpha_o = 2.40$  où  $\eta(\lambda)$  est donné dans la Fig. 4.6 (b) et la propagation correspondante à  $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$  dans la Fig. 4.4 (b).

de WG2 passe par un minimum autour de cette longueur d'onde. Dans le cas (d), la bande passante, est plus limitée car tous les guides sont désaccordés dès qu'on quitte  $\lambda_0$  et ne contient pas de longueur d'onde où le désaccord du guide central passerait par un minimum. Donc, dans ce cas la bande passante est certes limitée, mais totalement identique pour les cas CI et I. Cela signifie que, dans les conditions de l'élimination adiabatique, le même dispositif peut être utilisé pour des faisceaux se propageant en sens opposé. En effet, avec la structure de la Fig. 4.1 le mode 0 peut entrer dans WG1 dans les deux sens (à  $z_i = 0$  ou à  $z_i = L$ ) et sera converti en mode 1 dans WG3 à la sortie (à  $z_o = L$  ou à  $z_i = L$ ), tandis que le mode 1 peut entrer dans WG3 dans les deux sens et sera converti en mode 0 dans WG1 à

la sortie. Par conséquent, contrairement aux conceptions STIRAP, les quatre ports entrées/sorties peuvent être utilisés.

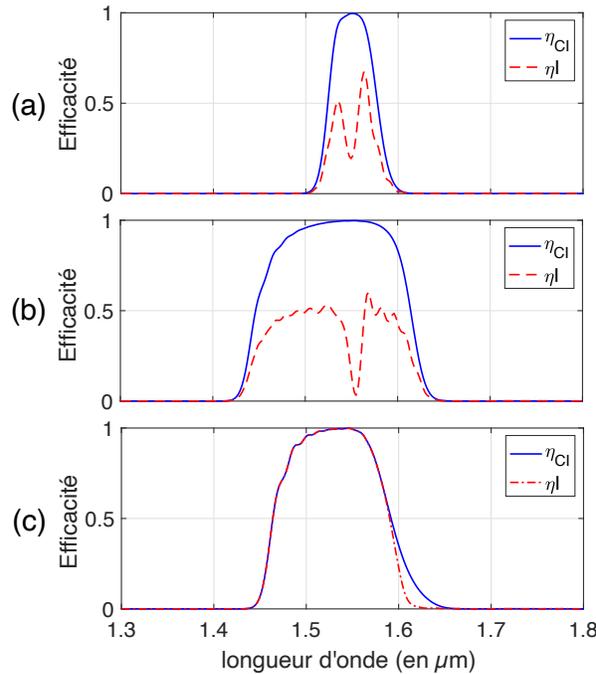


FIGURE 4.9 – Efficacité en fonction de  $\lambda$  pour trois cas de coupleurs 02 ( $\alpha_1 = 1$  et  $\alpha_3 = 5.33$ ) : (a) basé sur le cas d'un STIRAP avec  $\alpha_2 = 1$ , (b) basé sur le cas d'un STIRAP avec  $\alpha_2 = 5.33$ , (c) basé sur un cas d'EA avec  $\alpha_2 = 5.6$ .

La dernière figure (Fig. 4.9), représente  $\eta(\lambda)$  pour différents cas de convertisseurs du mode 0 vers le mode 2 (convertisseur 02) pour trois contrastes d'indice différents de WG2. Ils correspondent à :  $\beta_{2,0} = \beta_{i,0}$  dans le cas (a), à  $\beta_{2,2} = \beta_{o,2}$  dans le cas (b), et pour (c) à une configuration EA où WG2 est désaccordé. Ce dernier exemple est particulièrement intéressant, car il utilise le même guide 2 ( $\alpha_2 = 5.6$ ), que dans la Fig. 4.6 (c), démontrant que le même guide intermédiaire peut être utilisé pour différentes conversions de mode. Pour cette conversion 02, le trou dans  $\eta_I$  n'est plus présent puisque l'accord de WG2 et WGO n'est plus dans la gamme de longueurs d'onde des fortes efficacités. Cet exemple montre que réaliser un convertisseur vers un mode 2 plutôt que 1 n'affecte pas beaucoup la bande passante en configuration EA. Ce n'est pas vrai pour les cas de STIRAP (Fig. 4.9 (a) et b)) qui ont une bande passante plus réduite que le cas du convertisseur 01. Cela s'explique car ce convertisseur implique des contrastes d'indice très différents pour

WGI et WGO qui vont donc se désaccorder plus vite avec  $\lambda$ . Sans surprise, c'est le cas du STIRAP (b) où WG2 et WG3 restent accordés quelques soit  $\lambda$  qui présente la plus grande bande passante en configuration CI.

Dans tout ce chapitre, nous avons supposé  $L = 30\text{mm}$ , à titre d'exemple. Cette longueur relativement longue permet de bien vérifier le critère adiabatique de l'éq. (4.13) qui vaut  $\sim 10$ , avec des contrastes d'indice modérés ( $\Delta n_0 = 0.004$ ). Pour autant, il est possible de réaliser des dispositifs plus compacts. Un moyen de réaliser des convertisseurs plus courts sans perdre l'adiabaticité est de diminuer la largeur  $W$  des guides et d'augmenter les contrastes d'indice, afin que les longueurs de couplage rapportées à la longueur totale  $L_C/L$  restent semblable aux cas précédents.

## 4.5 Conclusion

En conclusion, nous avons proposé une méthode assez simple pour réaliser des convertisseurs de mode large bande basés sur un système de trois guides d'onde couplés, où tous les paramètres des guides, tels que les largeurs ou les contrastes d'indice restent constants sur toute la longueur de propagation. Le seul paramètre qui varie est la distance de séparation entre les guides d'onde, permettant une évolution adiabatique des constantes de couplage en analogie avec le STIRAP ou l'élimination adiabatique. Passer d'une configuration à une autre nécessite de changer uniquement l'indice de réfraction du guide intermédiaire. Les mêmes dispositifs peuvent être utilisés pour la conversion de mode d'un mode d'ordre inférieur à un mode d'ordre supérieur ou d'un mode d'ordre supérieur à un ordre inférieur. L'élimination adiabatique a l'avantage de concevoir un dispositif où tous les ports entrées/sorties sont utiles, ce qui permet d'envisager des dispositifs plus versatiles que ceux basés sur le STIRAP. Cependant, comme au chapitre précédent, le STIRAP démontre encore une fois son fort potentiel, et présente une bande passante plus large. Quand le guide de plus fort d'indice est accordé avec le guide intermédiaire, pour toutes les longueurs d'onde, la bande passante est de plus de 250 nm aux longueurs d'onde de télécommunications dans le cas traité d'un convertisseur 01 ou 10. Ce concept pourrait être étendu à d'autres fonctionnalités, telles que des convertisseurs combinant un diviseur de puissance, des (dé)multiplexeurs de modes spatiaux, avec l'avantage que le comportement large bande permettrait de combiner assez facilement de tels convertisseurs de mode adiabatiques avec les systèmes de multiplexage en longueur d'onde.



## Diviseur de puissance dans un système de guides d'onde dissipatif

Ce chapitre propose un séparateur de faisceau ultra-large bande et extrêmement robuste dans un système de trois guides d'onde parallèles. Au contraire des autres systèmes présentés dans le chapitre 3 et 4, ce diviseur de puissance n'a pas besoin d'une évolution adiabatique des paramètres des guides d'onde. Il est basé sur l'introduction d'une dissipation dans le guide d'onde centrale dans un système de trois guides d'onde parallèles. L'effet de la dissipation permet d'avoir une division de la puissance sur les deux guides externes sur une plage spectrale extrêmement large.

### 5.1 Introduction

Comme nous avons déjà discuté dans le chapitre 2, les séparateurs de faisceaux sont considérés comme un outil crucial en optique intégrée. Un tel élément divise le signal optique d'entrée en deux signaux de sorties ou plus, chacun transportant idéalement une puissance égale. Alors que dans certains cas, de tels dispositifs doivent fonctionner à une longueur d'onde de lumière spécifique, en général, il est très important de disposer de structures achromatiques avec une réponse spectrale plate.

Aujourd'hui, les diviseurs de puissance intégrés 1-à-2 les plus couramment utilisés sont les coupleurs à jonction Y et les coupleurs directionnels. Le premier peut être en principe optimisé sur une bande de longueurs d'onde étendue, mais nécessite une conception et une fabrication très soignées [237, 238]. Les coupleurs directionnels [239] reposent sur un couplage évanescent et sont plus faciles à fabriquer, mais leur réponse est hautement dispersive, de sorte qu'une longueur d'onde de fonctionnement cible doit être spécifiée avec précision.

Des approches basées sur des configurations évoluant spatialement et adiabaticquement sont apparues comme des solutions alternatives robustes pour fonctionner sur une large bande spectrale basées sur des systèmes des guides d'onde, telles que le transfert de lumière et la division des ondes. Plus précisément, des processus optiques analogues aux processus adiabatiques de la mécanique quantique, tels que le passage adiabatique Raman stimulé (STIRAP) [78, 79, 15], introduit dans le chapitre 1, ont attiré beaucoup d'attention dans ce contexte. Nos approches présentées dans les chapitres 3 et 4 pour des diviseurs de faisceaux polarisants et pour des convertisseurs de modes sont basées sur cette analogie.

Dans ce chapitre, nous décrivons un système de séparation de faisceau ultra-large bande extrêmement robuste ne nécessitant pas une évolution adiabatique ou superadiabatique des paramètres des guides d'onde. La présente approche est liée à la mécanique quantique non hermitienne [240, 241] et peut être directement associée à un transfert de population quantique à travers un état intermédiaire dissipatif [242]. Sa principale caractéristique est l'introduction d'une perte dissipative dans un guide d'onde central rectiligne couplé aux deux guides d'onde externes. Tous les guides d'onde sont rectilignes et parallèles (voir Fig. 5.1). Nous montrons dans ce chapitre que le mécanisme ci-dessus est extrêmement achromatique. Il fonctionne sur un très large plage de longueur d'onde à condition que les pertes du guide central soient suffisamment importantes.

Dans un premier temps, les bases théoriques de cette étude seront données, en identifiant les paramètres requis et en illustrant le comportement de séparation de la lumière à l'aide de la théorie des modes couplés (CMT). Ensuite, nous donnons des exemples calculés avec BPM (Beam Propagation Method) et discutons de la bande passante spectrale attendue. Enfin, nous discutons les résultats et donnons une conclusion.

## 5.2 Théorie et simulations

Les éléments clés du séparateur de faisceau ultra-large bande étudié ici sont trois guides d'onde parallèles (WG) comme le montre la Fig. 5.1(a). Les deux guides d'onde externes (WG1 et WG3) sont supposés identiques et sans pertes, tandis que le guide central (WG2) est dissipatif. Les pertes associées sont exprimées par la constante d'absorption en amplitude  $\alpha$ . Le guide d'onde WG2 peut également différer des guides WG1 et WG3 en termes de dimensions géométriques et/ou de contraste d'indice de réfraction, entraînant une différence de la constante de pro-

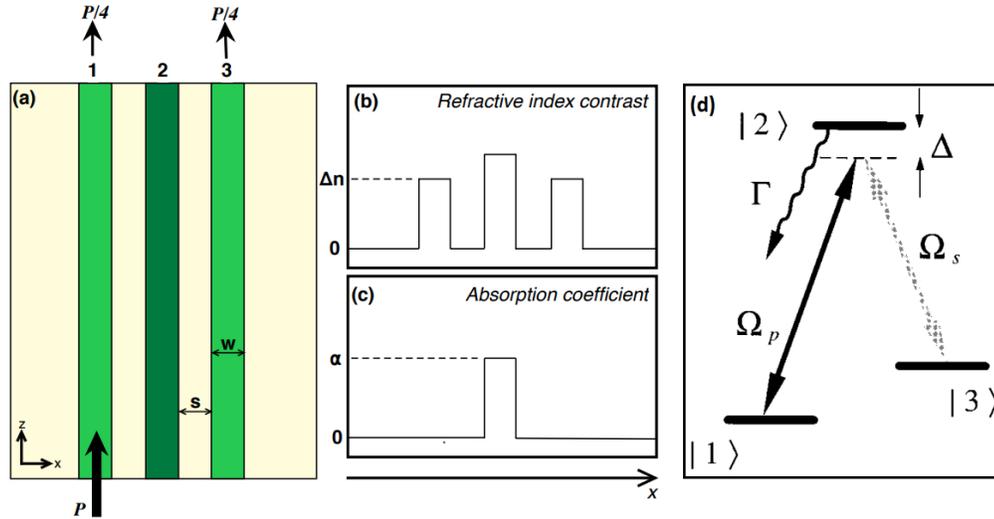


FIGURE 5.1 – (a) Schéma de la structure à trois guides d’onde parallèles avec un guide d’onde central dissipatif conduisant à une séparation du faisceau vers les guides d’onde externes. (b) Forme possible du contraste d’indice de réfraction  $\Delta n$  en fonction de la dimension latérale  $x$  et (c) une forme de constante d’absorption pour le guide d’onde central. Les guides d’onde WG1 et WG3 sont identiques tandis que le guide d’onde WG2 peut différer en termes de dimensions et/ou de contraste d’indice de réfraction (ici un  $\Delta n$  différent est représenté). Les quantités  $w$  et  $s$  sont la largeur du cœur et la séparation bord à bord des cœurs  $s$  et sont utilisées pour définir la structure pour les simulations calculés par BPM dans la section 5.3. (d) Le système quantique de trois états d’énergie analogue au réseau des guides d’onde en (a). Chaque guide d’onde est analogue à un état d’énergie.  $\Omega_p$  et  $\Omega_s$  sont les fréquences de Rabi des impulsions laser qui couplent les états  $|1\rangle$  et  $|2\rangle$ ,  $|2\rangle$  et  $|3\rangle$  respectivement.  $\Delta$  est le désaccord de l’état  $|2\rangle$ .  $\Gamma$  est le taux de décroissance de l’état  $|2\rangle$ .

pagation du mode fondamental d’une valeur  $\Delta\beta$  par rapport à celle des guides externes (Fig. 5.1(b)). Ce système est analogue à un système quantique de trois états d’énergies couplés montré sur la Fig. 5.1 (d). L’état intermédiaire  $|2\rangle$  est dissipatif et les transitions des états  $|1\rangle$  et  $|3\rangle$  vers cet état peuvent être désaccordées d’une quantité  $\Delta$ .

Nous supposons que le couplage évanescent ne peut se produire qu’entre guides d’onde voisins. La forme géométrique exacte des guides d’onde n’a pas besoin d’être fixée pour le présent traitement et les expressions données ci-dessous valent généralement indépendamment de cette forme. Néanmoins, dans les exemples de calcul de la propagation du faisceau de la section 5.3, des guides d’onde plans

seront utilisés par soucis de simplicité. Avec les hypothèses ci-dessus, dans le cadre de la CMT [52] (voir chapitre 1), la propagation des amplitudes du champ électrique  $A_1(z)$ ,  $A_2(z)$ , et  $A_3(z)$  des ondes dans les trois guides couplés est décrite par un système de trois équations différentielles couplées. Cette dernière peut s'écrire sous la forme d'une matrice symétrique suivante (voir par exemple le passage de l'Eq. (2) à l'Eq. (3) dans la Réf. [19]),

$$i \frac{d}{dz} \begin{bmatrix} A_1 \\ A_2 \\ A_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & C_P & 0 \\ C_P & \Delta\beta - i\alpha & C_S \\ 0 & C_S & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_1 \\ A_2 \\ A_3 \end{bmatrix}, \quad (5.1)$$

où  $C_P \equiv \sqrt{C_{12}C_{21}}$  et  $C_S \equiv \sqrt{C_{23}C_{32}}$  sont les coefficients de couplage effectifs entre WG1 et WG2 et entre WG2 et WG3, respectivement. Ici  $C_{ij}$  est la constante de couplage entre le WG  $i$  et le WG  $j$  et les indices  $P$  et  $S$  signifient "pompe" et "Stokes", comme vu auparavant pour le cas du STIRAP [78]. Pour la situation symétrique représentée sur la Fig. 5.1, on a  $C_P = C_S$  mais l'expression ci-dessus est valable en général même si cette symétrie est brisée.

Il est commode de transformer le vecteur d'états  $\vec{A} = (A_1, A_2, A_3)$  en un nouveau vecteur d'états  $\vec{B} = (B_b, B_2, B_d)$  de la façon suivante,

$$\begin{bmatrix} B_b \\ B_2 \\ B_d \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \sin \theta & 0 & \cos \theta \\ 0 & 1 & 0 \\ \cos \theta & 0 & -\sin \theta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_1 \\ A_2 \\ A_3 \end{bmatrix}, \quad (5.2)$$

où  $B_b$  et  $B_d$  jouent le rôle des états dits brillant (*bright state*) et sombre (*dark state*) en dynamique quantique de transfert de population [242], respectivement, et  $B_2 \equiv A_2$ . L'angle  $\theta$  est défini comme

$$\tan \theta = C_P/C_S \quad (5.3)$$

Dans les nouvelles coordonnées, l'équation (5.1) prend une forme intéressante

$$i \frac{d}{dz} \begin{bmatrix} B_b \\ B_2 \\ B_d \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & C_0 & 0 \\ C_0 & \Delta\beta - i\alpha & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} B_b \\ B_2 \\ B_d \end{bmatrix}, \quad (5.4)$$

où  $C_0 \equiv \sqrt{C_P^2 + C_S^2}$ . L'équation ci-dessus montre clairement que l'état sombre  $B_d$  est complètement découplé des deux autres états et conservera son amplitude

initiale. En revanche, l'état brillant  $B_b$  et l'état  $B_2$  continuent d'échanger leur puissance. Puisque l'état  $B_2$  et l'état brillant  $B_b$  sont liés, pour des distances de propagation suffisamment longues (par rapport à  $1/\alpha$ , c-à-d régime de forte décroissance), la dissipation de l'état  $B_2$  finira par les annuler tous les deux et toute l'énergie contenue initialement dans  $B_b$  sera perdue.

Les états brillant et sombre et la relation ci-dessus (5.4) peuvent trouver une interprétation facile également en termes de modes du guide d'onde. Les modes brillant et sombre peuvent être interprétés comme les premiers modes combinés pairs et impairs d'un système composé uniquement des guides d'onde WG1 et WG3. Dans ce contexte, l'équation (5.4) indique simplement que seul le mode combiné symétrique pair (mode brillant) associé à  $B_b$  peut se coupler au guide central. Évidemment, un couplage entre le mode sombre antisymétrique et le guide WG2 est empêché en raison de l'interférence destructive mutuelle des contributions provenant de guide WG1 et du guide WG3 au guide WG2 (voir Fig. 5.2).

Considérons maintenant le cas où la lumière d'entrée est injectée dans le guide WG1 uniquement et donc

$$\vec{A}(z = 0) = (1, 0, 0). \quad (5.5)$$

Pour le cas symétrique où  $C_P = C_S$  ( $\theta = \pi/4$ ), on a dans la base brillant-sombre

$$\vec{B}(z = 0) = (1/\sqrt{2}, 0, 1/\sqrt{2}), \quad (5.6)$$

qui est une superposition égale de l'état brillant et de l'état sombre. Comme discuté ci-dessus, la composante à l'état brillant sera perdue et pour de grandes distances, il ne restera que  $\vec{B}(z \rightarrow \infty) = (0, 0, 1/\sqrt{2})$ . En revenant à la base des trois guides, cela correspond à un état final

$$\vec{A}(z \rightarrow \infty) = (1/2, 0, -1/2), \quad (5.7)$$

ce qui signifie que le guide WG1 et le guide WG3 porteront chacun 1/4 de la puissance initialement injectée dans le guide WG1 et les 50% de puissance restants sont perdus. Les signes opposés de la première et dernière composante du vecteur  $\vec{A}$  en sortie indiquent que les champs optiques correspondants sont en opposition de phase. On s'attend à ce que cette division de puissance se produise dès que la décroissance est suffisamment forte et que les guides d'onde sont efficacement couplés. Dans ce qui suit, nous analysons la gamme de paramètres requise au moyen d'une intégration des équations (5.1) de la CMT en unités généralisées, c'est à dire sans introduire une forme précise des guides.

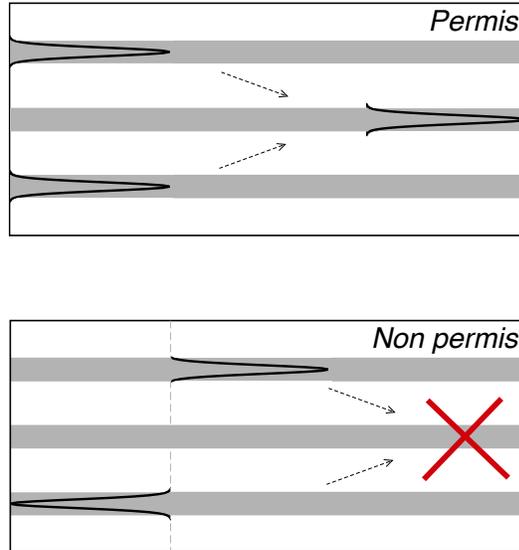


FIGURE 5.2 – Interférence constructive des modes symétriques au guide central et interférence destructive des modes antisymétriques. Seulement le mode combiné symétrique peut être converti vers le guide central.

La figure 5.3 montre la cartographie de la puissance de sortie dans chacun des trois guides d'onde lors de l'injection de la lumière dans le guide WG1. Les diagrammes sont calculés avec l'Eq. (5.1) sous variation de la constante de couplage  $C$  et de la constante d'absorption en amplitude  $\alpha$ . Les diagrammes (a), (b) et (c) sont tracés pour  $\Delta\beta = 0$  (cas résonant), les diagrammes (d), (e) et (f) sont tracés pour  $\Delta\beta = 20/L$  et seront discutés plus tard. Dans le cas résonant, pour des valeurs faibles de l'absorption, la lumière oscille essentiellement entre les guides WG1 et WG3, comme on le voit sur les parties inférieures des Figs. 5.3 (a) et 5.3 (c). Ce sont des oscillations de type Rabi équivalentes à celles qui se produisent dans un coupleur directionnel conventionnel à deux guides d'onde. Dans ce régime, le système n'est pas robuste car l'état de sortie dépend fortement de la valeur de la constante de couplage, qui dépend des paramètres géométriques et optiques des guides d'onde, ainsi que de la longueur d'onde de propagation. En revanche, pour des valeurs suffisamment grandes des produits  $\alpha L$  et  $CL$  (régions violettes en haut à droite de la Fig. 5.3 (a) et 5.3 (c), il y a une vaste zone plate où la puissance de sortie

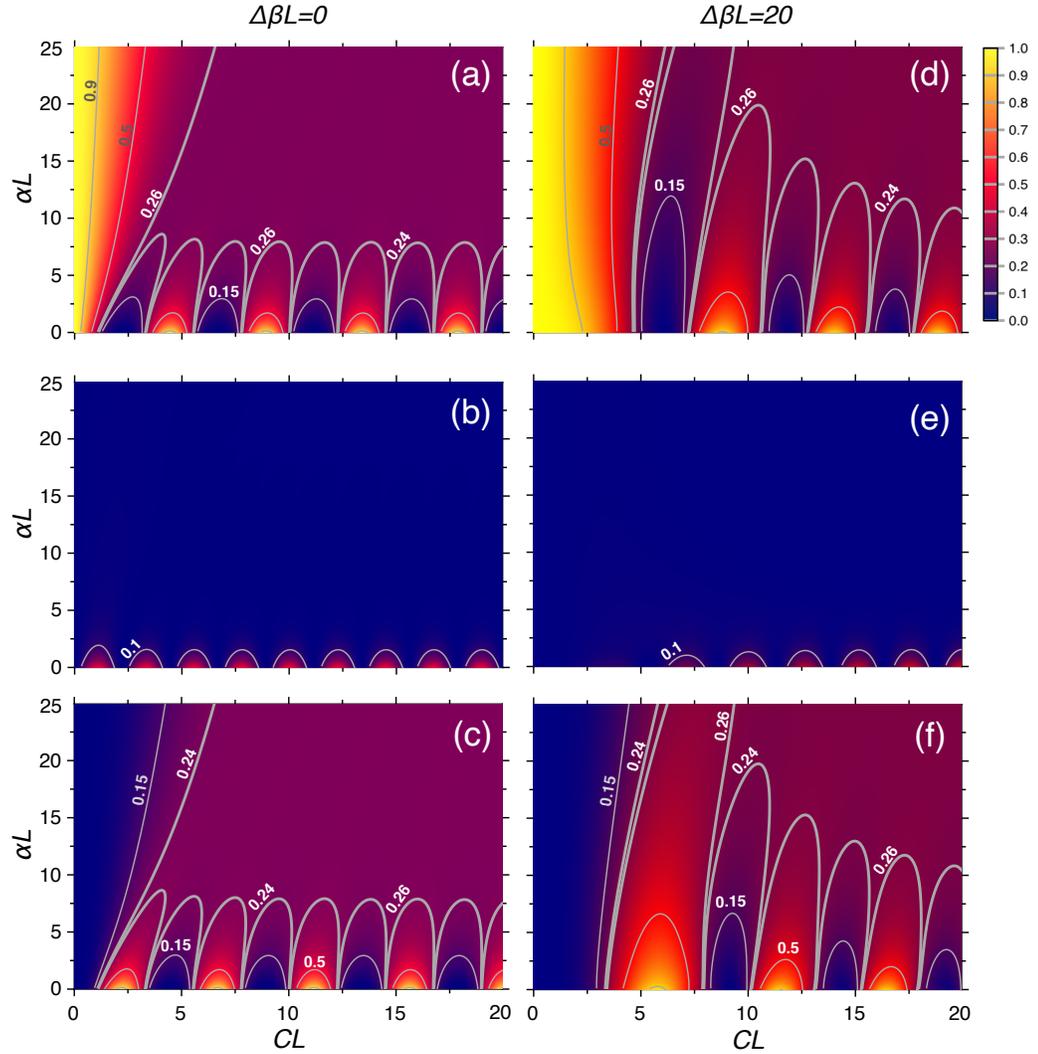


FIGURE 5.3 – Cartographies des puissances de sortie  $P_i$  dans les trois guides d’onde, obtenues avec l’équation (5.1) en fonction des produits  $CL$  et  $\alpha L$ ,  $L$  étant la longueur du dispositif. La colonne de gauche est pour des guides résonants ( $\Delta\beta = 0$ ), la colonne de droite est pour un désaccord  $\Delta\beta L = 20$  entre les constantes de propagation du guide central (WG2) et celle des guides externes. Les puissances de sortie montrées sont  $P_1 = |A_1(L)|^2$  pour (a) et (d),  $P_2 = |A_2(L)|^2$  pour (b) et (e) et  $P_3 = |A_3(L)|^2$  pour (c) et (f). La lumière est injectée dans le guide WG1,  $A_1(0) = 1$ .

dans les deux guides d'onde externes est proche de  $1/4$  de la puissance d'entrée et est nulle dans le guide central, comme prédit par l'étude théorique. Dans cette région, la distribution de sortie est pratiquement indépendante de la variation de la constante de couplage et de la constante d'absorption. La figure 5.3 nous permet d'identifier les limites de cette région robuste, qui se trouvent approximativement pour  $\alpha \approx 5/L$  et  $C \approx 5/L$ . Cela définit la zone de fonctionnement du séparateur de faisceau dissipatif ( $\alpha L > 5$  et  $CL > 5$ ).

Si le guide central est associé à une constante de propagation différente de celle des guides latéraux (cas non résonant, colonne de droite en Fig. 5.3), les oscillations sont plus fortes et s'étendent pour des valeurs de  $\alpha$  un peu plus grandes (Fig. 5.3 (d) et (f)). Néanmoins, même dans ce cas une zone violette quasiment plate avec distribution des puissance  $1/4-1/4$  est atteinte pour des valeurs de  $\alpha L$  et  $CL$  suffisamment grands.

L'évolution spatiale longitudinale de la puissance dans les trois guides d'onde est représentée sur les Figs. 5.4 (a) et 5.4 (b) pour le cas où les trois guides d'onde sont résonants et leurs modes fondamentaux possèdent la même constante de propagation ( $\Delta\beta = 0$ ). Comme on le voit sur la Fig. 5.4 (a) pour une constante d'absorption d'amplitude  $\alpha = 10/L$ , le comportement est caractérisé par des oscillations amorties de la puissance entre les deux guides d'onde externes avant d'atteindre l'état de sortie stationnaire avec  $P_1 = P_3 = 1/4$ . Si la constante d'absorption est doublée (Fig. 5.4 (b)), les oscillations sont plus fortement amorties et l'état stationnaire est atteint plus tôt. En effet, cet état stationnaire est atteint dans les deux cas après une distance d'environ 10 fois la longueur d'absorption d'amplitude  $1/\alpha$ . Nous avons vérifié que pour une augmentation supplémentaire de  $\alpha$  les oscillations transitoires ci-dessus disparaissent complètement et la dynamique spatiale devient suramortie, comme c'est le cas pour les systèmes équivalents en physique classique ou quantique [243].

Nous avons déjà mentionné la caractéristique remarquable qu'une adaptation de la constante de propagation  $\beta$  de tous les guides d'onde n'est pas nécessaire pour que la séparation du faisceau se produise. Ceci est montré dans la Fig. 5.4 (c), où le guide d'onde central est désaccordé d'une valeur  $\Delta\beta = 20/L$  par rapport aux deux externes. On peut clairement voir que l'état final  $\vec{A}(z \rightarrow \infty)$  ne change pas malgré le fait que les guides d'onde ne sont plus résonants, en accord aux diagrammes de la Fig. 5.3 (colonne droite). Néanmoins, les oscillations spatiales transitoires deviennent plus lentes. En effet, pour une valeur donnée de la constante de couplage  $C$  et de  $\alpha$ , une augmentation de  $\Delta\beta$  conduit à un caractère oscillatoire plus fort.

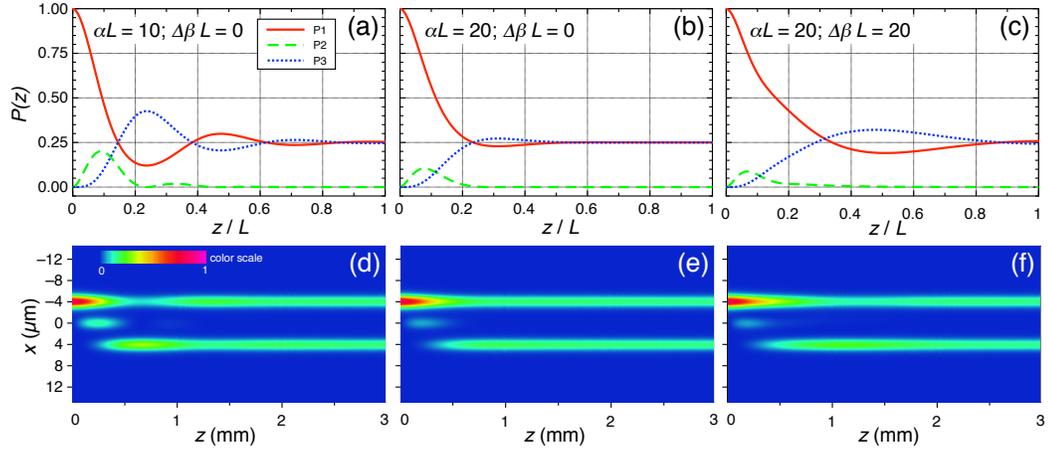


FIGURE 5.4 – [(a)-(c)] Évolution spatiale des puissances  $P_1$  (lignes rouges pleines),  $P_2$  (lignes vertes en traits) et  $P_3$  (lignes bleues pointillées) dans les trois guides d’onde lors de l’injection dans le guide WG1, calculée à l’aide de la CMT [Eq. (5.1)] et  $C = C_P = C_S = 10/L$ . Dans les panneaux (a) et (b), les trois guides d’onde sont résonants (pas de désaccord,  $\Delta\beta = 0$ ), tandis que dans (c) le guide WG2 est désaccordé de  $\Delta\beta = 20/L$ . Les constantes d’absorption associées au guide WG2 sont données sur les figures (d)-(f) : évolution des ondes lumineuses calculée par la méthode BPM pour des structures équivalentes aux cas (a)-(c), respectivement. Ici  $L = 3$  mm,  $s = w = 2\mu\text{m}$  et  $\lambda = 1550$  nm. Dans les panneaux (d) et (e),  $\Delta n_1 = \Delta n_2 = \Delta n_3 = 0.051$  dans tous les guides d’onde. Dans le panneau (f), le contraste d’indice de réfraction du guide d’onde central est désaccordé par rapport aux externes,  $\Delta n_1 = \Delta n_3 = 0,051 - \delta$  et  $\Delta n_2 = 0,051 + \delta$ , avec  $\delta = 9.66 \times 10^{-4}$ . L’absorption est limitée à la région centrale de WG2 et est égale à  $\alpha = 4.17$   $\text{mm}^{-1}$  dans la figure (d) et  $\alpha = 8.33$   $\text{mm}^{-1}$  dans les figures (e) et (f).

Par conséquent, pour de très grands  $\Delta\beta$  (par rapport à  $C$  et  $\alpha$ ), une distance plus longue est nécessaire avant d’atteindre l’état final stationnaire.

### 5.3 Exemples, Comportement spectral

Le comportement discuté ci-dessus peut être appliqué à un grand nombre de structures différentes de guides d’onde de différentes longueurs totales  $L$  car il suffit de remplir les conditions pour la constante de couplage  $C$  et la constante d’absorption  $\alpha$  par rapport à l’inverse de la longueur  $1/L$ . Dans ce qui suit, nous donnons des exemples concrets dans le cas de certaines structures de guides d’onde plans telles simulés par BPM [244, 245].

En se référant à la Fig. 5.1, nous choisissons une structure avec  $s = w = 2 \mu\text{m}$  et  $\Delta n = 0.051$ , ainsi qu'une distance de propagation totale de 3 mm. L'absorption est supposée être limitée à la région centrale du guide WG2 uniquement. Les paramètres ci-dessus correspondent aux conditions utilisées pour tracer la première ligne de la Fig. 5.4 par les calculs CMT si l'on choisit une longueur d'onde de 1550 nm et l'indice de réfraction de la gaine  $n = 1.444$ , correspond à celui de la silice à cette longueur d'onde [236]. La figure 5.4 (d) donne la propagation des ondes dans une telle structure pour  $\alpha = 4.17 \text{ mm}^{-1}$  et montre clairement que le comportement attendu de la figure 5.4(a) est bien reproduit. La même chose est vraie pour une comparaison de la figure 5.4 (e) avec la figure 5.4 (b), où la constante d'absorption a été doublée. On note ici que les valeurs de  $\alpha$  utilisées pour les simulations BPM sont légèrement supérieures à celles utilisées pour les calculs CMT ( $\alpha L = 12.5$ , respectivement 25, au lieu de  $\alpha L = 10$ , respectivement 20) afin de prendre en compte le fait que la partie de l'onde du guide WG2 dans la gaine n'est pas absorbée. Sur la même ligne, même si cela ne peut pas être reconnu directement dans les Figs. 5.4 (d) et 5.4 (e), nous voudrions mentionner que les simulations BPM montrent une faible dissipation de la puissance dans les guides WG1 et WG3 à l'état stationnaire vers la fin de la propagation. En effet, la puissance de sortie dans chacun des guides d'onde externes est légèrement inférieure à 23% sur la Fig. 5.4 (d) plutôt que les 25% théoriquement attendus par la CMT. Ceci est lié au fait que les modes des guides d'onde WG1 et WG3 touchent la région centrale du guide WG2 et sont faiblement absorbés par cet effet. La constante d'absorption effective associée est inférieure à 0,3% par rapport à la valeur de  $\alpha$  dans le coeur de WG2.

Néanmoins, pour éviter une influence excessive de cet effet, il est important de limiter la longueur du dispositif à environ 10 fois la longueur d'absorption, comme déjà évoqué plus haut. Enfin, la figure 5.4 (f) montre la propagation attendue dans le cas non résonant, où le guide d'onde central diffère des guides externes. Cette simulation BPM confirme que la séparation d'onde finale est atteinte malgré le désaccord des guides d'onde, comme discuté dans la section 5.2.

Nous discutons maintenant comment la distribution de puissance à la sortie du dispositif dépend de la longueur d'onde. Comme nous avons vu dans la section 2, on s'attend à ce que les guides d'onde externes transportent à la fois 1/4 de la puissance d'entrée à condition que les produits  $CL$  et  $\alpha L$  soient suffisamment grands. Néanmoins, pour une structure de guide d'onde donnée, une diminution de la longueur d'onde entraîne une diminution de la constante de couplage  $C$  car les modes sont mieux confinés. La conséquence est que pour une structure de guide

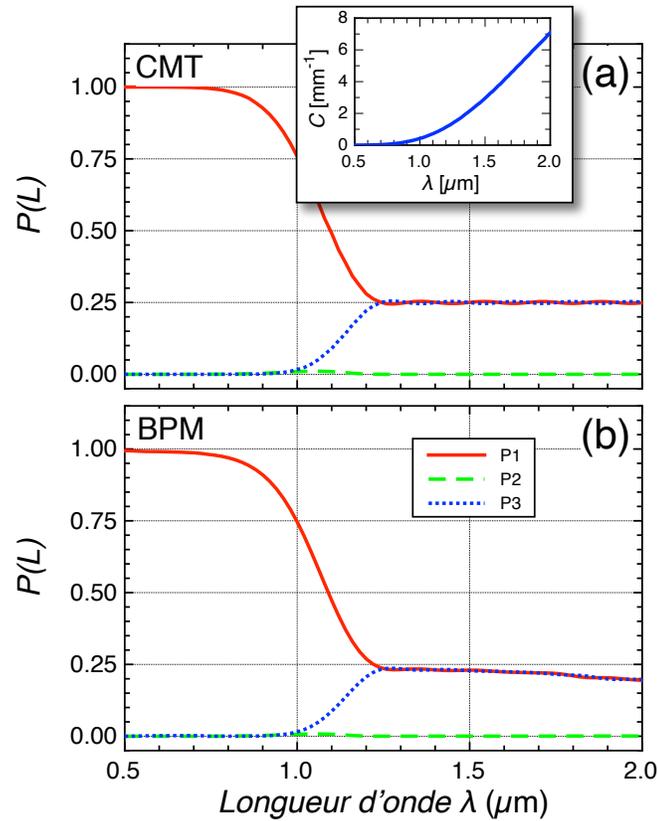


FIGURE 5.5 – Puissance de sortie dans chaque guide d’onde en fonction de la longueur d’onde calculée par (a) CMT et (b) BPM. La structure des guides d’onde est la même que celle utilisée pour la figure 5.4 (d) avec une dispersion de l’indice de réfraction de la silice selon Ref. [236]. La constante de couplage  $C$  dépend de la longueur d’onde selon la petite figure dans le panneau supérieur. L’absorption dans WG2 est supposée constante sur tout le spectre avec  $\alpha L = 10$  pour CMT et  $\alpha = 4.17 \text{ mm}^{-1}$  dans le coeur du WG2 pour BPM.

d'onde donnée, il existe une longueur d'onde minimale pour laquelle la séparation de faisceau fonctionne toujours. En effet, pour des longueurs d'onde trop courtes, la lumière reste essentiellement confinée dans le guide d'onde d'entrée. Ce comportement est représenté sur la Fig. 5.5 pour la même structure résonante utilisée pour simuler la Fig. 5.4 (d) pour les guides d'onde en silice. Ici, la longueur d'onde à partir de laquelle le système commence à être efficace est d'environ  $1,25 \mu\text{m}$  à la fois pour les calculs CMT et BPM. Cette valeur peut être facilement déplacée vers des longueurs d'onde plus courtes ou plus longues en modifiant la structure du guide d'onde en termes de largeurs de guides, de distances et de contraste d'indice de réfraction.

Noter également que la légère diminution des puissances  $P_1$  et  $P_3$  à la sortie des guides WG1 et WG3 observée dans le calcul par BPM pour les plus grandes longueurs d'onde est due aux mêmes raisons évoquées précédemment. À des longueurs d'onde plus longues, les modes des guides WG1 et WG3 sont moins étroitement confinés et se chevauchent davantage avec le cœur du guide WG2, où une partie de la lumière est absorbée. Cet effet n'est pas inclus dans le calcul de la CMT.

Pour illustrer la possibilité d'accorder les structures que nous avons mentionné, la figure 5.6 montre l'effet d'un changement des largeur des guides  $w$ . A part ce paramètre, la structure est la même de celle utilisée pour simuler la Fig. 5.4 (d) et la FIG. 5.5. Les spectres sont calculés par la CMT. Pour des guides d'onde plus fins ( $w = 1 \mu\text{m}$ ), les courbes de puissances sont décalées vers les petites longueurs d'onde et le système souhaité a une coupure à environ  $\lambda = 900 \text{ nm}$  (Fig. 5.6 (a)). Par contre, si on augmente la largeur des guides d'onde ( $w = 3 \mu\text{m}$ ), le système sera robuste en longueur d'onde qu'à partir de  $\lambda \approx 1520 \text{ nm}$  (Fig. 5.6 (b)). En effet, comme il est montré sur la Fig. 1.9 (d), la constante de couplage est inversement proportionnelle à la largeur des guides d'onde. Alors, une diminution de la largeur des guides permet d'augmenter la constante de couplage et favoriser le passage de lumière du WG1 au WG3.

Dans le cas plus réaliste où l'absorption est limitée à une région du spectre, le séparateur de faisceau dissipatif agira essentiellement sur la largeur spectrale de cette région d'absorption. Ceci est illustré dans la Fig. 5.7 où le spectre d'absorption typique des ions  $\text{Er}^{3+}$  [246, 247, 248] avec un maximum proche de  $\lambda = 1,53 \mu\text{m}$  est supposé avec une valeur maximale à  $\alpha L = 20$ . Les puissances de sortie sont calculées ici par la méthode CMT pour la même structure que dans les Figs. 5.4 (d) et 5.5 (a) mais pour le cas où la perte dans le guide WG2 dépend de la longueur d'onde. On peut voir que dans ce cas précis, la région spectrale où la

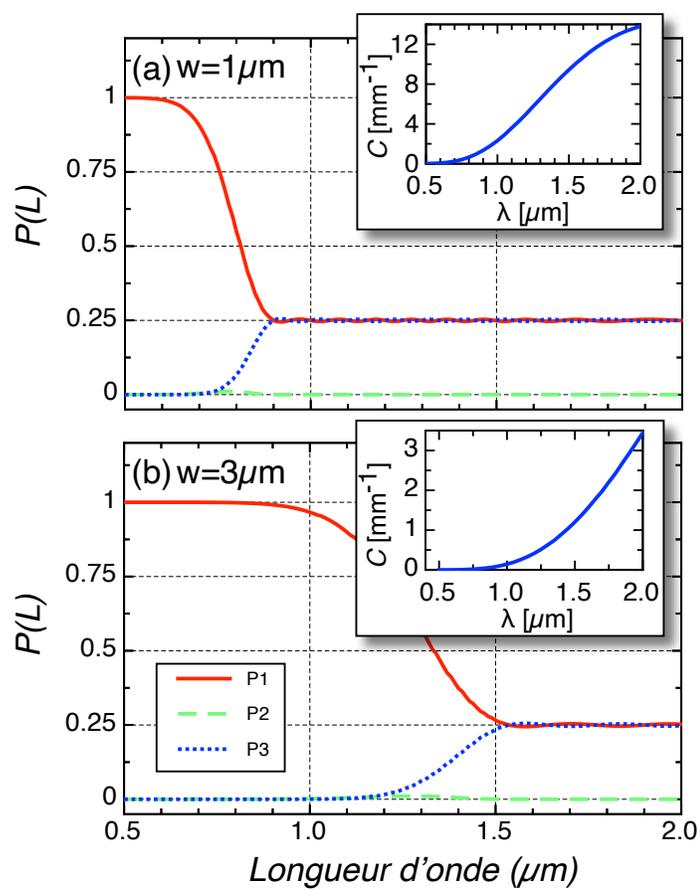


FIGURE 5.6 – Puissance de sortie dans chaque guide d’onde en fonction de la longueur d’onde calculée par CMT . La structure des guides d’onde est la même que celle utilisée pour la figure 5.4 (d) avec des largeurs des guides de (a)  $w = 1 \mu\text{m}$  et (b)  $w = 3 \mu\text{m}$ . La distance interguide est de  $s_0 = 7 \mu\text{m}$  L’absorption dans WG2 est supposée constante sur tout le spectre avec  $\alpha L = 10$ .

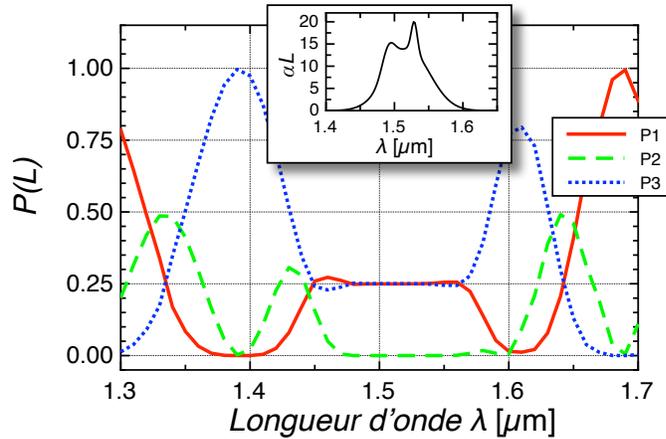


FIGURE 5.7 – Calcul par la CMT de la puissance de sortie dans le guide WG1 (ligne rouge continue), le guide WG2 (ligne verte en traits) et le guide WG3 (ligne bleue pointillée) dans le cas où la constante d’absorption dans le guide WG2 correspond au spectre  $\text{Er}^{3+}$  extrait de la référence [246] (voir inset).

structure conduit à une division du faisceau s’étend approximativement de 1,47 à 1,56  $\mu\text{m}$ , correspondant à la région pour laquelle le produit  $\alpha L \geq 5$ . Une augmentation supplémentaire de la largeur spectrale de fonctionnement utilisant le même dopant nécessite une augmentation de la valeur crête de  $\alpha L$ .

## 5.4 Discussion

Nous discutons, dans cette section, des possibilités de réaliser de tels dispositifs. Un cas envisageable est de réaliser le guide d’onde dissipatif en le dopant intentionnellement avec un ion absorbant pour la gamme de longueurs d’onde souhaitée. Dans le cas de  $\text{Er}^{3+}$ , illustré sur la Fig. 5.7, des guides d’onde dopés peuvent être réalisés, par exemple, en  $\text{LiNbO}_3$  [249, 250], dans des verres [251, 252], ou des polymères [253, 254]. Dans tous ces cas, les niveaux de dopage réalisables conduisent à des constantes d’absorption de l’ordre de quelques  $\text{cm}^{-1}$  de sorte que la longueur de dispositif requise sera de l’ordre du centimètre.

On peut s’attendre au même ordre de grandeur pour le dopage avec d’autres ions de terres rares tels que  $\text{Ho}^{3+}$ ,  $\text{Tm}^{3+}$ , ou  $\text{Nd}^{3+}$ , ou pour le dopage avec des impuretés métalliques telles que Fe, Cu, Ni ou autres. Une certaine augmentation des pertes par dissipation et donc à des dispositifs plus courts pourraient être atteint

en impliquant des processus de diffusion en plus de l'absorption. Par exemple, par l'incorporation de particules ou de cristaux de taille nanométrique [252, 255] dans les guides d'onde peut induire de tels effets.

De plus, on peut aussi s'appuyer exclusivement sur les pertes de diffusion en contrôlant les imperfections du guide d'onde. Ceci a été utilisé par exemple dans une étude fondamentale récente sur les systèmes symétriques PT (parity-time symmetric system)<sup>1</sup> en induisant des centres de diffusion contrôlés dans des guides d'onde en silice inscrits par laser femtoseconde [256]. La constante de dissipation d'intensité atteinte est de l'ordre de  $1 \text{ cm}^{-1}$  et nécessiterait des longueurs de dispositifs de plusieurs centimètres pour cette approche spécifique.

Une autre alternative intéressante au dopage d'impuretés et/ou à la diffusion contrôlée consiste à combiner les deux guides d'onde diélectriques externes avec un guide d'onde plasmonique central. Cette approche tire parti des fortes pertes métalliques et de leur faible dépendance en longueur d'onde pour permettre des dispositifs plus courts avec une plage de fonctionnement spectrale ultra-large. Le couplage évanescent efficace entre les guides d'onde diélectriques et plasmoniques peut être réalisé de manière standard avec les techniques de photonique au silicium actuelles [257, 258, 259, 260, 261]. Typiquement, des longueurs de couplage de l'ordre de quelques micromètres sont réalisées, de sorte que l'obtention d'un produit  $CL \approx 5$  pour une longueur  $L$  d'environ  $10 \mu\text{m}$  est réalisable. Les pertes d'intensité pour les guides d'onde plasmoniques peuvent varier fortement selon la géométrie. Contrairement à d'autres applications plasmoniques, puisque notre concept repose sur ces pertes, ici une optimisation de la distance de propagation du plasmon-polariton n'est pas nécessaire et est même préjudiciable si l'objectif est de réduire les dimensions. Des distances de propagation des plasmons  $L_p \equiv 1/(2\alpha)$  de l'ordre de quelques micromètres sont assez courantes dans différents types de guides d'onde plasmoniques. Si nous supposons que  $L_p = 5 \mu\text{m}$ , le produit requis  $\alpha L > 5$  est atteint pour une longueur de dispositif de  $50 \mu\text{m}$ , ce qui est beaucoup plus court que ce qui peut être réalisé pour des solutions large bande basées sur des systèmes de guides d'onde à évolution adiabatique, telles que des configurations de type STIRAP.

Nous aimerions mentionner que la présente approche n'est pas limitée au cas où les deux ports de sortie transportent la même puissance. Il est possible en rendant le système asymétrique, d'ajuster le rapport des intensités dans les deux guides de sortie. À partir de l'équation (5.2), nous pouvons exprimer le champ d'entrée  $A_1$

1. Un système symétrique parité-temps (PT) est un système spécial non hermitien dont l'hamiltonien possède des valeurs propres réelles.

en fonction des champs brillant  $B_b$  et sombre  $B_d$ ,

$$A_1 = \sin \theta B_b + \cos \theta B_d.$$

Comme nous avons vu, les pertes globales  $\delta$  du système correspondent au module carré de la projection de l'onde  $A_1$  sur l'état brillant, donc

$$\delta = \sin^2 \theta = \frac{C_P^2}{C_P^2 + C_S^2} \quad (5.8)$$

On rappelle que  $\tan \theta = C_P/C_S$ . Jusqu'à ici, on a toujours  $C_P = C_S$  et par suite  $\theta = 45^\circ$ . Le champ brillant  $B_d$  selon l'équation (5.2) est une combinaison linéaire des champs dans les guides d'onde externes,

$$B_d = \cos \theta A_1 - \sin \theta A_3,$$

donc, le reste sera distribué entre le guide WG1 et WG3 d'un facteur  $\cos^2 \theta$  et  $\sin^2 \theta$  respectivement. Avec  $1 - \delta = 1 - \sin^2 \theta = \cos^2 \theta$ , on a alors

$$\begin{aligned} P1 &= \cos^2 \theta (\cos^2 \theta) = \cos^4 \theta = C_S^4 / (C_P^2 + C_S^2)^2 \\ P2 &= 0 \\ P3 &= \sin^2 \theta (\cos^2 \theta) = C_P^2 C_S^2 / (C_P^2 + C_S^2)^2. \end{aligned} \quad (5.9)$$

Parsuite, on aura pour le rapport des puissances dans le guide WG3 et WG1,

$$\frac{P_3}{P_1} = \left( \frac{C_P}{C_S} \right)^2. \quad (5.10)$$

Le rapport de puissance à la sortie du WG1 et WG3 peut donc être ajusté en modifiant les amplitudes relatives des constantes de couplage  $C_P$  et  $C_S$ , par exemple en ayant des distances asymétriques pour WG1 et WG3 par rapport au WG central. Une modification du rapport  $C_P/C_S$  conduit à une contribution différente des états individuels des guides  $A_1$  et  $A_3$  à l'état sombre  $B_d$ . Le rapport des puissances dans les guides WG3 et WG1, et les pertes associées au guide WG2, sont montrées sur la Fig. 5.8 pour différentes valeurs du rapport  $C_P/C_S$ , calculées par les équations (5.9) et (5.10). Notez que pour un système asymétrique il est avantageux de choisir  $C_S > C_P$  et donc une valeur plus petite de l'angle  $\theta$  afin que la contribution de l'état sombre à l'état initial d'entrée  $A_1$  soit maximisée. Par exemple, pour  $C_S = 2C_P$

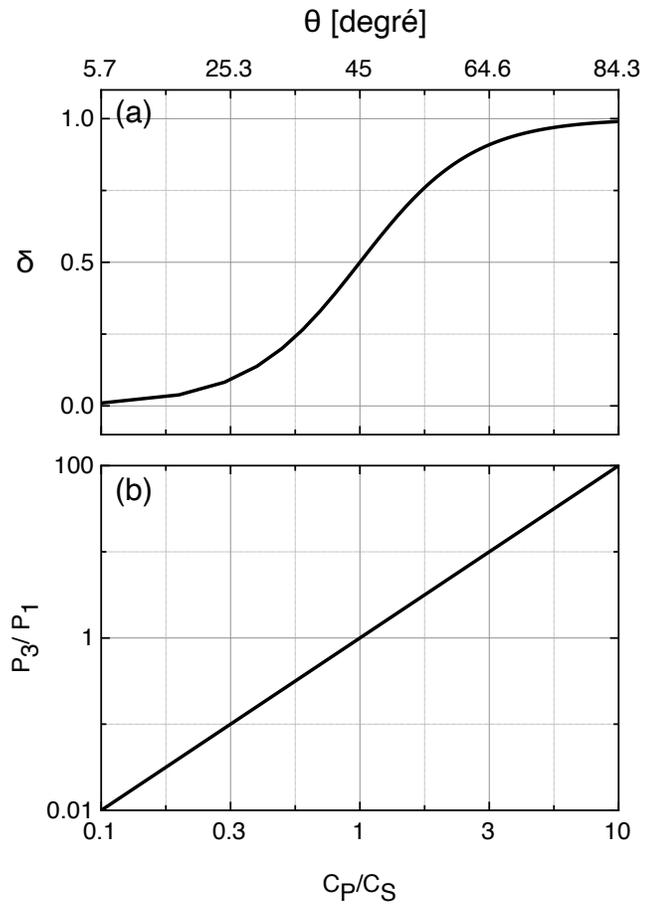


FIGURE 5.8 – (a) Pertes globales par dissipation et (b) rapport des puissances  $P_3/P_1$  à la sortie en fonction du rapport des constantes de couplage  $C_P/C_S$ .

à la sortie WG1 transportera quatre fois plus de puissance que le guide WG3 et seulement 1/5 de la puissance d'entrée totale aura été dissipée dans le processus. À première vue cela peut sembler un paradoxe parce qu'une augmentation du couplage entre WG2 et WG3 diminue la part du WG3 à la puissance finale. Dans le cas inverse ( $C_P = 2C_S$ ), la puissance de sortie dans le guide WG3 sera quatre fois celle du guide WG1 mais 4/5 de la puissance d'entrée totale aura été perdue. Pour  $C_P$  beaucoup plus grand que  $C_S$ , le couplage entre les deux premiers guides d'onde et le guide WG3 sera très faible et toute la lumière injectée dans le WG1 sera absorbée par le guide WG2.

## 5.5 Conclusion

En conclusion, nous avons présenté un concept de diviseur de puissance intégré ultra-large bande où les pertes au sein du système sont mises à profit. Le système se compose d'un guide d'onde à fortes pertes pris en sandwich entre deux autres guides d'onde (sans perte) tous alignés dans le même plan. La lumière d'entrée dans l'un des guides d'onde externes peut être divisée en modes symétrique et antisymétrique, les deux impliquant uniquement les deux guides d'onde externes. Étant donné que seul le mode pair peut se coupler au guide d'onde central dissipatif, la lumière restante dans le mode impair entraîne une division de puissance dans les deux guides d'onde externes. Le dispositif proposé ne nécessite pas une parfaite adaptation de phase entre les guides d'onde externe et central et fonctionne correctement tant que les produits  $CL$  et  $\alpha L$  dépassent tous les deux environ la valeur de 5 sur la gamme de longueurs d'onde d'intérêt. Elle peut être mise en œuvre par différentes approches dont le dopage sélectif du guide d'onde central, l'inclusion contrôlée de centres de diffusion dans celui-ci, ou l'utilisation d'un guide d'onde central de type plasmonique. Dans ce dernier cas, des longueurs de dispositifs de quelques dizaines de micromètres peuvent être envisagées. Pour une répartition de puissance égale dans les deux ports de sortie, une perte de puissance totale de 3 dB inhérente au système est requise. Elle peut être réduite dans le cas d'une répartition de puissance asymétrique.

## Conclusion

Dans cette thèse, je me suis appuyée sur des analogies entre la mécanique quantique et le guidage optique pour démontrer la possibilité de réaliser des dispositifs de division de faisceau très large bande ainsi qu'un convertisseur de modes optiques. On désigne par division de faisceau, une division de modes polarisants (TE/TM) ou une division de puissance optique. Le convertisseur de modes discuté dans ce travail permet la conversion entre le mode fondamental et les modes d'ordre supérieur et vice versa.

Nous avons introduit au début l'effet du couplage optique entre les guides voisins due à la partie évanescente de l'onde, traité par la théorie des modes couplés (CMT). Nous avons vu que l'équation du couplage optique est analogue à l'équation de Schrödinger qui décrit le transfert de population dans un système d'états d'énergie discrets. En effet, le rôle des états d'énergie du système quantique est pris (par analogie) par les différents guides d'onde. Les fréquences de Rabi des impulsions laser couplant les états quantiques correspondent aux constantes de couplage entre les guides d'onde optiques. Enfin, l'évolution temporelle en dynamique quantique a son équivalent dans une évolution spatiale pour les guides d'onde. Nous nous sommes intéressés particulièrement à l'équivalence qui existe entre la propagation de la lumière dans un système de trois guides d'onde voisins et le phénomène du STIRAP (STImulated Raman Adiabatic Passage) quantique, mais aussi à des analogies avec le processus d'élimination adiabatique ou encore à celles avec le transfert de population non hermitien entre trois états avec un état intermédiaire dissipatif.

Pour un système de trois états quantiques, le STIRAP consiste en un transfert de population de l'état initial à un état final qui peut avoir lieu sans peupler l'état intermédiaire. Son analogie en optique guidée est un système de trois guides qui permet la propagation adiabatique de la lumière du guide d'onde initial jusqu'au guide final sans excitation significative de lumière dans le guide central. L'analogie entre ces deux systèmes permet d'avoir des dispositifs d'optique intégrée qui fonc-

tionnent sur une large bande spectrale et qui sont robustes contre les variations des paramètres du système.

Nous avons proposé tout d'abord la réalisation d'un séparateur de faisceau polarisant intégré à large bande dans une structure formée de trois guides d'onde anisotropes. Autour de la longueur d'onde de 1550 nm, nous avons constaté que déjà pour un facteur d'anisotropie de 5 (rapport des contrastes d'indice entre les polarisations TM et TE) un très bon comportement large bande est obtenu. Moins de 10 % du faisceau TE sort du guide d'onde 1 et moins de 5 % du faisceau TM est couplé au guide d'onde 3 sur une large bande spectrale de 350nm. De plus, la bande passante spectrale de ce séparateur de faisceau polarisant augmente avec l'augmentation du facteur d'anisotropie.

Un deuxième dispositif de conversion de mode a été étudié basé à la fois sur le STIRAP ou sur le phénomène d'élimination adiabatique . Ce dernier consiste à éliminer adiabatiquement la population de l'état intermédiaire en supposant un fort désaccord de phase entre les modes des guides externes et ceux du guide intermédiaire. Dans les systèmes de trois guides étudiés, les paramètres des guides d'onde restent constants tout le long de la propagation sauf la distance interguide, donnant une évolution adiabatique des constantes de couplage. Un accord des constantes de propagation entre les guides latéraux sur des modes différents permet de transformer un mode d'ordre supérieur en un mode fondamental et vice-versa. L'évolution adiabatique permet d'obtenir une large bande spectrale, de l'ordre de 250nm (autour de  $\lambda=1550\text{nm}$ ) pour le cas du STIRAP et d'une conversion entre le mode 1 et le mode 0. L'approche par élimination adiabatique présente généralement des largeurs spectrales un peu inférieures, mais elle possède l'avantage de pouvoir être utilisé quelque soit le guide d'entrée (ordre intuitif ou contre-intuitif). Les modes adressés pour la conversion peuvent être facilement modifiés par une simple adaptation des contrastes d'indice.

Dans le dernier chapitre, nous avons présenté un système de division de puissance très large bande dans une structure de trois guides d'onde parallèles avec un guide central absorbant. Cette dissipation du guide central permet un système ultra-large bande capable de diviser la puissance de manière égale à la sortie des guides latéraux. Ici la largeur de bande extrême est payée par une perte de 50 % de la lumière dans le cas où les deux guides de sortie portent la même intensité. Ce système ne nécessite aucune évolution adiabatique lente des paramètres du guide

d'onde et peut donc être réalisé sur des longueurs de dispositif très courtes, notamment dans le cas où le guide d'onde central est de type plasmonique. Une condition à acquérir pour avoir un tel système est d'avoir un produit de  $\alpha L$  et  $CL$  supérieur à 5, avec  $\alpha$  le coefficient d'absorption,  $C$  la constante de couplage,  $L$  la longueur du dispositif.

Nous avons donc démontré la possibilité de réaliser des systèmes large bande en nous appuyant sur l'analogie entre la propagation de la lumière dans un réseau de guides d'onde et le phénomène du STIRAP quantique et l'élimination adiabatique ou l'exploitation de systèmes non hermitiens. Ces approches peuvent évoluer dans différentes directions et conduire à plusieurs perspectives.

Une première consiste à une légère modification des convertisseurs de modes pour obtenir des séparateurs de modes large bande. Supposons que le guide d'entrée est multimode et le guide central est fortement désaccordé avec les deux autres. Dans ce cas l'injection de plusieurs modes dans le guide d'entrée devrait permettre le passage (par élimination adiabatique) d'un des modes vers le guide de sortie (accordée sur ce mode) alors que les autres modes resteraient dans le guide d'entrée (voir exemple de résultat préliminaire en Fig. 5.9). Une telle approche pourrait même évoluer vers l'utilisation de plusieurs ports de sortie, chacun pour un mode différent. Des diviseurs multiples basés sur le passage adiabatique ont déjà été réalisés auparavant mais sans sélection de modes [20].

En alternative aux processus adiabatiques tels que le STIRAP ou le RAP, en dynamique de population quantique le passage robuste entre états est possible aussi par une autre approche, la technique des impulsions composites qui a été développée initialement dans le cadre de la résonance magnétique nucléaire [262]. L'idée de base est celle de remplacer l'impulsion unique du champ couplant les états quantiques (par exemple l'impulsion  $\pi$  servant à l'inversion d'un système à deux niveaux) par une série d'impulsions plus courtes. L'aire de chacune de ces impulsions composites (correspondant à l'intégrale temporelle de la fréquence de Rabi) ainsi que leurs phases peuvent être ajustées individuellement. Cela donne accès à un grand nombre de paramètres supplémentaires qui peuvent être optimisés pour obtenir une fidélité et robustesse maximales pour le processus envisagé. Ce genre d'approche a été transposé récemment avec succès vers des domaines de l'optique classique, comme la conversion de fréquence en optique non linéaire [263, 264, 265] ou l'optique de polarisation [266, 267, 268]. La même méthode peut en principe

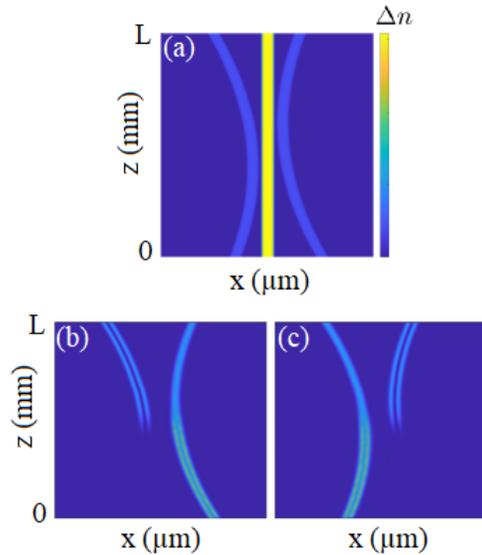


FIGURE 5.9 – Séparation de modes par élimination adiabatique. La lumière est injectée dans le guide d’entrée sur une superposition du mode 0 et du mode 1. (a) Configuration des trois guides d’onde avec guide central possédant un contraste d’indice fort par rapport aux guides latéraux. (b) et (c) Séparation des modes obtenue par BPM pour les cas contre-intuitif et intuitif, respectivement.

être employée aussi en optique guidée en segmentant au moins un des guides dans des sections de longueurs variables présentant des constantes de propagation  $\beta$  différentes. Ce changement du  $\beta$  à la frontière de deux segments est discontinu (voir Fig. 5.10) et peut être obtenu par exemple par une variation abrupte des dimensions du guide ou par un changement de l’indice du cœur. Ceci donne lieu, comme nous avons vu, à un déphasage par rapport à la résonance pouvant être ajusté pour chaque segment. La difficulté principale de cette approche réside dans le fait que la théorie des modes couplés, sur laquelle toute l’analogie est fondée, suppose la propagation dans un des modes du guide. Évidemment cela n’est pas vérifié au niveau de la discontinuité à la frontière de deux segments, où la lumière doit s’adapter à la nouvelle distribution des modes. Nous pouvons donc nous attendre à ce qu’une telle approche en optique guidée puisse rencontrer des difficultés pour des segments très courts avec des fortes discontinuités des paramètres du guide. Néanmoins, des premiers essais avec cette technique pour le passage robuste de lumière entre deux guides sont présents dans la littérature et les résultats sont encourageants [269, 270]. Nous pensons que cette technique pourra avoir son rôle à jouer pour des configurations allant au-delà de deux guides. Par exemple

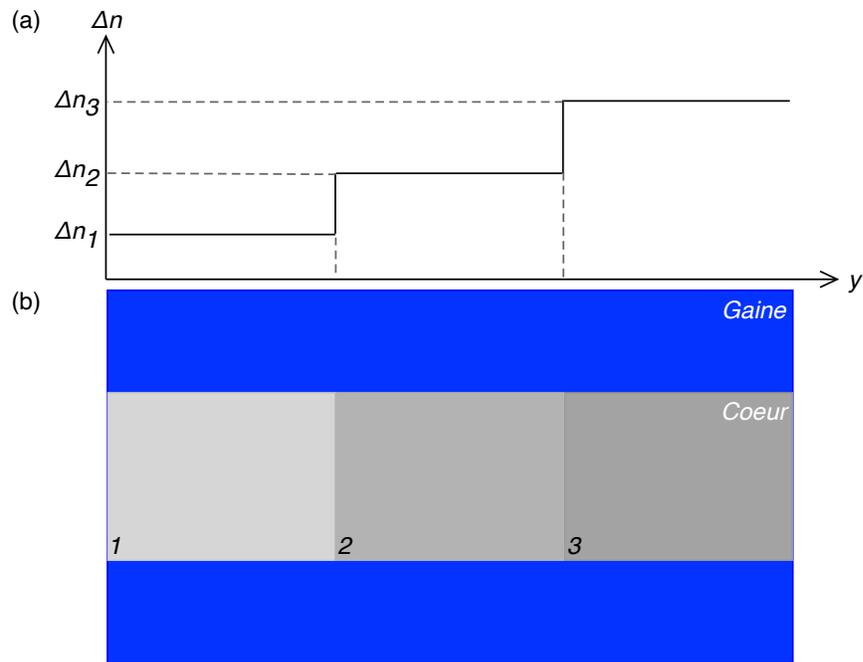


FIGURE 5.10 – Possible implémentation de la méthode des impulsions composites en optique guidée. Un des guides possède un contraste d'indice constant. Le deuxième guide est segmenté en secteurs de longueur variable possédant différents contrastes d'indice illustrés par la variation de couleur. Il en résulte des désaccords des constantes de propagation  $\beta$  des deux guides changeant de manière abrupte et à intervalles irréguliers..

dans le cas où un état final cible sur plusieurs guides (portes) de sortie doit être atteint de façon robuste, ce qui demandera vraisemblablement des nouveaux algorithmes pour l'optimisation de la segmentation.

Enfin, bien que dans toute la thèse nous avons considéré les champs optiques se propageant dans les guides étant de type classique, il est évident que ce genre de structure présente un intérêt particulier en optique quantique pour la manipulation d'états non classiques de la lumière, de photons uniques et de qubits pour l'information quantique. En effet, la photonique quantique avance à grands pas et voit actuellement le passage des vieilles expériences "en espace libre" basées sur des composants volumineux sur table optique vers des nouvelles plateformes intégrées basées principalement sur la photonique silicium [271, 272]. En informa-

tion quantique la précision de l'état final est cruciale. Il en suit que la robustesse des dispositifs utilisés est extrêmement importante pour pallier aux défauts de fabrication et augmenter les tolérances, ce qui justifie pleinement des approches tels que celles développées dans cette thèse. Il est utile de noter que les architectures utilisées actuellement en photonique quantique intégrée reflètent encore en grande partie leur antécédents en optique de volume. Elles se basent principalement sur le couplage optique dans des paires de guides optiques pour générer un réseau de diviseurs de faisceaux avec deux ports d'entrée et deux ports de sortie. Il est cependant important de remarquer que les systèmes d'optique guidée possèdent en principe un arsenal bien plus important de possibilités. Par exemple des "super-diviseur de faisceaux" avec plusieurs ports d'entrée et plusieurs ports de sortie peuvent être conçus. Ainsi l'exploitation de ce genre de concepts partiellement exotiques pour des applications en photonique quantique reste un champ à explorer qui pourra faire l'objet de perspectives intéressantes à nos travaux.

## Formule analytique de la constante de couplage pour une onde polarisée TM

Dans le cadre du couplage optique entre guides d'onde introduit dans le chapitre 1, nous avons considéré une formule analytique exprimant la constante de couplage pour une onde polarisée TE et des guides identiques. Cette expression analytique pour l'onde TE est donnée par l'équation (1.34) et a été discuté dans la Fig. 1.9. Dans le chapitre 3, nous avons présentés une étude de séparateur de faisceaux polarisants (TE/TM) en supposant que cette formule peut être appliquée aussi pour une onde polarisée TM. Dans cet annexe, on présente un calcul détaillée de la constante de couplage correspondante à l'onde polarisée TM. Ensuite, on montre que pour une gamme de paramètres précis (analogue à celle utilisée dans le chapitre 3), nous arrivons à une expression analytique pouvant prendre exactement la forme de celle pour la polarisation TE.

### A.1 Calcul de la constante de couplage pour des ondes polarisées TM

Nous commençons notre calcul en introduisant l'intégral associé à la constante de couplage pour une onde polarisée TM, donnée par A. Hardy et W. Streifer [273]. Ce travail suppose un système de deux guides d'onde voisins ayant un indice de réfraction  $n_1$  dans le coeur et  $n_2$  dans la gaine. Soient  $\beta_a$  et  $\beta_b$  les constantes de propagation dans les deux guides d'onde. Dans le cas de guide planaire ayant la forme montrée dans la Fig. A.1, on a

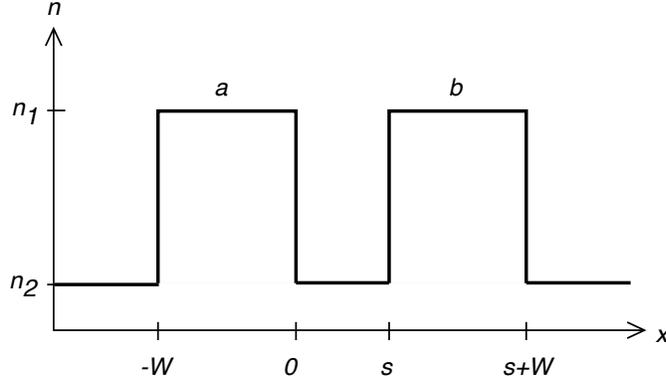


FIGURE A.1 – Guides d'onde planaires considérés pour le calcul de  $C^{TM}$ .  $n_1$  est l'indice du cœur,  $n_2$  est l'indice de la gaine,  $s$  est la distance interguide et  $W$  est la largeur des guides..

$$C^{TM} = \frac{(n_1^2 - n_2^2)}{\omega \epsilon_0 n_2^2 n_1^2} \int_s^{s+W} \left( \beta^a \beta^b H^b(x - s - W) H^a(x) + \frac{\partial H^b(x - s - W)}{\partial x} \frac{\partial H^a(x)}{\partial x} \right) dx, \quad (\text{A.1})$$

où  $H$  est le champ magnétique correspondant au mode optique et l'intégrale s'étend sur l'un des guides (guide  $b$ ). Il a la forme soit d'un *cosinus* soit d'un *sinus* dans le cœur du guide selon que l'ordre du mode soit pair ou impair ou bien la forme exponentielle dans la gaine (voir l'équation (1.17)). Donc, on a

$$H^b(x - s - W) = A \left[ -\frac{h}{\bar{\gamma}} \cos [h(x - s - W)] + \sin [h(x - s - W)] \right], \quad (\text{A.2})$$

$$H^a(x) = -\frac{h}{\bar{\gamma}} A e^{-\gamma x}, \quad (\text{A.3})$$

$$\frac{\partial H^b(x - s - W)}{\partial x} = A \left[ \frac{h^2}{\bar{\gamma}} \sin [h(x - s - W)] + h \cos [h(x - s - W)] \right], \quad (\text{A.4})$$

$$\frac{\partial H^a(x)}{\partial x} = \frac{h}{\bar{\gamma}} \gamma A e^{-\gamma x}, \quad (\text{A.5})$$

avec

$$A = \left[ \frac{\omega \epsilon_0}{\beta \left( \frac{\bar{\gamma}^2 + h^2}{\bar{\gamma}^2} \right) \left( \frac{W}{n_1^2} + \frac{\gamma^2 + h^2}{\bar{\gamma}^2 + h^2} \cdot \frac{2}{n_2^2 \gamma} \right)} \right]^{1/2}, \quad (\text{A.6})$$

$$\bar{\gamma} = \frac{n_1^2}{n_2^2} \gamma = \alpha \gamma. \quad (\text{A.7})$$

Dans les équations ci-dessus, "a" et "b" correspondent aux deux guides d'onde parallèles illustrés sur la Fig. A.1,  $h$  est la constante de propagation transverse donnée par la formule (1.14) et  $\gamma$  est le coefficient d'extinction de l'onde donnée par la formule (1.15). Enfin,  $\alpha \equiv (n_1/n_2)^2$  est un facteur supérieur à 1 correspondant au rapport des constantes diélectriques du cœur et de la gaine.

Pour simplifier le calcul, on commence à calculer chaque intégral de l'équation (A.1) séparément.

Soit

$$I_1 \equiv \int_s^{s+W} \beta^2 H^b(x-s-W) H^a(x) dx \quad (\text{A.8})$$

et

$$I_2 \equiv \int_s^{s+W} \frac{\partial H^b(x-s-W)}{\partial x} \frac{\partial H^a(x)}{\partial x} dx \quad (\text{A.9})$$

Avec les équations (A.2), (A.3), (A.4) et (A.5), les intégrales s'écrivent sous la forme

$$I_1 = \beta^2 A^2 \left( -\frac{h}{\bar{\gamma}} \right) \frac{e^{-\gamma(s+W)}}{\bar{\gamma}(\gamma^2 + h^2)} \left[ e^{\gamma W} \left( h(\bar{\gamma} - \gamma) \cos(hW) - (\gamma \bar{\gamma} + h^2) \sin(hW) \right) - h\bar{\gamma} + h\gamma \right],$$

$$I_2 = A^2 \left( \frac{h^2 \gamma}{\bar{\gamma}} \right) \frac{e^{-\gamma(s+W)}}{\bar{\gamma}(\gamma^2 + h^2)} \left[ e^{\gamma W} \left( (\gamma \bar{\gamma} + h^2) \cos(hW) + h(\bar{\gamma} - \gamma) \sin(hW) \right) - \gamma \bar{\gamma} - h^2 \right].$$

### A.1.1 Calcul de $\cos(hW)$ et $\sin(hW)$

La continuité du champ électrique et du champ magnétique à l'interface cœur/gaine permet d'avoir [274]

$$\tan(hW) = \frac{2h\bar{\gamma}}{h^2 - \bar{\gamma}^2}. \quad (\text{A.10})$$

D'après cette expression, on peut trouver des expressions pour  $\cos(hW)$  et  $\sin(hW)$  en fonction de  $h$  et  $\bar{\gamma}$ .

$$\begin{aligned}
\sin^2(hW) + \cos^2(hW) &= 1 \\
\frac{4h^2\bar{\gamma}^2}{(h^2 - \bar{\gamma}^2)^2} \cos^2(hW) + \cos^2(hW) &= 1 \\
\left[ \frac{4h^2\bar{\gamma}^2 + h^4 + \bar{\gamma}^4 - 2h^2\bar{\gamma}^2}{(h^2 - \bar{\gamma}^2)^2} \right] \cos^2(hW) &= 1 \\
\left[ \frac{2h^2\bar{\gamma}^2 + h^4 + \bar{\gamma}^4}{(h^2 - \bar{\gamma}^2)^2} \right] \cos^2(hW) &= 1 \\
\left[ \frac{(h^2 + \bar{\gamma}^2)^2}{(h^2 - \bar{\gamma}^2)^2} \right] \cos^2(hW) &= 1 \\
\cos^2(hW) &= \frac{(h^2 - \bar{\gamma}^2)^2}{(h^2 + \bar{\gamma}^2)^2} \\
\cos(hW) &= \pm \frac{(h^2 - \bar{\gamma}^2)}{(h^2 + \bar{\gamma}^2)}. \tag{A.11}
\end{aligned}$$

Par suite, on aura

$$\sin(hW) = \pm \sqrt{1 - \cos^2(hW)} = \pm \frac{2\bar{\gamma}h}{h^2 + \bar{\gamma}^2}. \tag{A.12}$$

Les quantités  $\cos(hW)$  et  $\sin(hW)$  peuvent être positives ou négatives selon la valeur de  $hW$ , et donc selon le mode sélectionné ( $h \rightarrow h_m$ ). Nous avons alors quatre cas possibles :

$$\begin{aligned}
i) \cos(hW) &= + \frac{(h^2 - \bar{\gamma}^2)}{(h^2 + \bar{\gamma}^2)} & \text{et} & \quad \sin(hW) = + \frac{2\bar{\gamma}h}{h^2 + \bar{\gamma}^2}, \\
ii) \cos(hW) &= - \frac{(h^2 - \bar{\gamma}^2)}{(h^2 + \bar{\gamma}^2)} & \text{et} & \quad \sin(hW) = + \frac{2\bar{\gamma}h}{h^2 + \bar{\gamma}^2}, \\
iii) \cos(hW) &= + \frac{(h^2 - \bar{\gamma}^2)}{(h^2 + \bar{\gamma}^2)} & \text{et} & \quad \sin(hW) = - \frac{2\bar{\gamma}h}{h^2 + \bar{\gamma}^2}, \\
iv) \cos(hW) &= - \frac{(h^2 - \bar{\gamma}^2)}{(h^2 + \bar{\gamma}^2)} & \text{et} & \quad \sin(hW) = - \frac{2\bar{\gamma}h}{h^2 + \bar{\gamma}^2}.
\end{aligned} \tag{A.13}$$

Par la suite, on présente seulement le calcul de la constante de couplage pour les deux premiers cas.

$$\text{Cas (i) : } \cos(hW) = +\frac{(h^2-\bar{\gamma}^2)}{(h^2+\bar{\gamma}^2)} \text{ et } \sin(hW) = +\frac{2\bar{\gamma}h}{h^2+\bar{\gamma}^2}$$

On commence par le calcul de  $I_1$ .

$$\begin{aligned} I_1 &= \underbrace{\beta^2 A^2 \left( -\frac{h}{\bar{\gamma}} \right) \frac{e^{-\gamma(s+W)}}{\bar{\gamma}(\gamma^2 + h^2)}}_M \left[ e^{\gamma W} \left( h(\bar{\gamma} - \gamma) \cos(hW) - (\gamma\bar{\gamma} + h^2) \sin(hW) \right) - h\bar{\gamma} + h\gamma \right] \\ &= M \left[ e^{\gamma W} \left( h(\bar{\gamma} - \gamma) \frac{h^2 - \bar{\gamma}^2}{h^2 + \bar{\gamma}^2} - (\gamma\bar{\gamma} + h^2) \frac{2\bar{\gamma}h}{h^2 + \bar{\gamma}^2} \right) - h\bar{\gamma} + h\gamma \right] \\ &= M \left[ e^{\gamma W} \left( \frac{1}{h^2 + \bar{\gamma}^2} (h^3\bar{\gamma} - h\bar{\gamma}^3 - h^3\gamma + h\gamma\bar{\gamma}^2 - 2h\gamma\bar{\gamma}^2 - 2h^3\bar{\gamma}) \right) - h\bar{\gamma} + h\gamma \right] \\ &= M \left[ e^{\gamma W} \left( \frac{1}{h^2 + \bar{\gamma}^2} (-h^3\bar{\gamma} - h\bar{\gamma}^3 - h^3\gamma - h\gamma\bar{\gamma}^2) \right) - h\bar{\gamma} + h\gamma \right] \\ &= M \left[ e^{\gamma W} \left( \frac{1}{h^2 + \bar{\gamma}^2} (-h\bar{\gamma}(h^2 + \bar{\gamma}^2) - h\gamma(h^2 + \bar{\gamma}^2)) \right) - h\bar{\gamma} + h\gamma \right] \\ &= M \left[ e^{\gamma W} \left( -h(\gamma + \bar{\gamma}) \right) - h\bar{\gamma} + h\gamma \right]. \end{aligned}$$

La forme compacte de l'intégral  $I_1$  est donc

$$I_1 = \beta^2 A^2 \left( \frac{h}{\bar{\gamma}} \right) \frac{e^{-\gamma(s+W)}}{\bar{\gamma}(\gamma^2 + h^2)} \left[ e^{\gamma W} h(\bar{\gamma} + \gamma) - h(\gamma - \bar{\gamma}) \right]. \quad (\text{A.14})$$

Regardons maintenant la forme compacte de  $I_2$  en le simplifiant,

$$\begin{aligned} I_2 &= A^2 \left( \frac{h^2\gamma}{\bar{\gamma}} \right) \frac{e^{-\gamma(s+W)}}{\bar{\gamma}(\gamma^2 + h^2)} \left[ e^{\gamma W} \left( (\gamma\bar{\gamma} + h^2) \cos(hW) + h(\bar{\gamma} - \gamma) \sin(hW) \right) - \gamma\bar{\gamma} - h^2 \right] \\ &= A^2 \left( \frac{h^2\gamma}{\bar{\gamma}} \right) \frac{e^{-\gamma(s+W)}}{\bar{\gamma}(\gamma^2 + h^2)} \left[ e^{\gamma W} \left( (\gamma\bar{\gamma} + h^2) \frac{h^2 - \bar{\gamma}^2}{h^2 + \bar{\gamma}^2} + h(\bar{\gamma} - \gamma) \frac{2\bar{\gamma}h}{h^2 + \bar{\gamma}^2} \right) - \gamma\bar{\gamma} - h^2 \right] \\ &= A^2 \left( \frac{h^2\gamma}{\bar{\gamma}} \right) \frac{e^{-\gamma(s+W)}}{\bar{\gamma}(\gamma^2 + h^2)} \left[ e^{\gamma W} \left( h^2 - \gamma\bar{\gamma} \right) - \gamma\bar{\gamma} - h^2 \right]. \end{aligned}$$

En insérant  $I_1$  et  $I_2$  dans l'équation (A.1) on obtient

$$C^{TM} = \frac{(n_1^2 - n_2^2)}{\omega \epsilon_0 n_2^2 n_1^2} (I_1 + I_2), \quad (\text{A.15})$$

$$C^{TM} = \frac{(n_1^2 - n_2^2)}{\omega \epsilon_0 n_2^2 n_1^2} A^2 \left( \frac{h}{\bar{\gamma}} \right) \frac{e^{-\gamma(s+W)}}{\bar{\gamma}(\gamma^2 + h^2)} \left( \beta^2 \left[ e^{\gamma W} h(\bar{\gamma} + \gamma) - h(\gamma - \bar{\gamma}) \right] + h\gamma \left[ e^{\gamma W} (h^2 - \gamma\bar{\gamma}) - (\gamma\bar{\gamma} + h^2) \right] \right). \quad (\text{A.16})$$

Nous pouvons simplifier l'expression dans la grande parenthèse finale, c'est à dire avec

$$F \equiv \beta^2 \left[ e^{\gamma W} (\bar{\gamma} + \gamma) - (\gamma - \bar{\gamma}) \right] + \gamma \left[ e^{\gamma W} (h^2 - \gamma\bar{\gamma}) - (\gamma\bar{\gamma} + h^2) \right],$$

on obtient

$$\begin{aligned} F &= e^{\gamma W} \beta^2 (\gamma + \bar{\gamma}) - \beta^2 (\gamma - \bar{\gamma}) + e^{\gamma W} \gamma (h^2 - \gamma\bar{\gamma}) - \gamma (h^2 + \gamma\bar{\gamma}) \\ &= \beta^2 \gamma (e^{\gamma W} - 1) + \beta^2 \bar{\gamma} (e^{\gamma W} + 1) + \gamma h^2 (e^{\gamma W} - 1) - \alpha \gamma^3 (e^{\gamma W} + 1) \\ &= \alpha \gamma (e^{\gamma W} + 1) (\beta^2 - \gamma^2) + \gamma (e^{\gamma W} - 1) (\beta^2 + h^2) \\ &= \alpha \gamma (e^{\gamma W} + 1) (k^2 n_2^2) + \gamma (e^{\gamma W} - 1) (k^2 n_1^2) \\ &= (k^2 n_2^2) \left[ \alpha \gamma (e^{\gamma W} + 1) + \gamma (e^{\gamma W} - 1) \left( \frac{k^2 n_1^2}{k^2 n_2^2} \right) \right] \\ &= (k^2 n_2^2) [\alpha \gamma (2e^{\gamma W})] \end{aligned}$$

Donc l'expression (A.16) devient

$$C^{TM} = \frac{(n_1^2 - n_2^2)}{\omega \epsilon_0 n_2^2 n_1^2} A^2 \left( \frac{h}{\bar{\gamma}} \right) \frac{e^{-\gamma(s+W)}}{\bar{\gamma}(\gamma^2 + h^2)} h k^2 n_2^2 [\alpha \gamma (2e^{\gamma W})].$$

En remplaçant  $A$  par son expression ( Eq. (A.6)) cela donne

$$C^{TM} = \frac{(n_1^2 - n_2^2)}{\omega \epsilon_0 n_2^2 n_1^2} \frac{\omega \epsilon_0}{\beta \left( \frac{\bar{\gamma}^2 + h^2}{\bar{\gamma}^2} \right) \left( \frac{W}{n_1^2} + \frac{\gamma^2 + h^2}{\bar{\gamma}^2 + h^2} \cdot \frac{2}{n_2^2 \gamma} \right)} \left( \frac{h}{\bar{\gamma}} \right) \frac{e^{-\gamma(s+W)}}{\bar{\gamma}(\gamma^2 + h^2)} h k^2 n_2^2 [\alpha \gamma (2e^{\gamma W})],$$

$$C^{TM} = \frac{\gamma^2 + h^2}{k^2} \frac{1}{n_2^2 n_1^2} \frac{1}{\beta \left( \frac{\bar{\gamma}^2 + h^2}{\bar{\gamma}^2} \right) \left( \frac{W}{n_1^2} + \frac{\gamma^2 + h^2}{\bar{\gamma}^2 + h^2} \cdot \frac{2}{n_2^2 \gamma} \right)} \left( \frac{h}{\bar{\gamma}} \right) \frac{e^{-\gamma(s+W)}}{\bar{\gamma}(\gamma^2 + h^2)} h k^2 n_2^2 [\alpha \gamma (2e^{\gamma W})],$$

$$C^{TM} = \frac{1}{k^2 n_2^2} \frac{h^2 e^{-\gamma(s+W)}}{\beta(\bar{\gamma}^2 + h^2) \left( W + \frac{\gamma^2 + h^2}{\bar{\gamma}^2 + h^2} \cdot \frac{2\alpha}{\gamma} \right)} k^2 n_2^2 [\alpha \gamma (2e^{\gamma W})].$$

La simplification de cette expression donne la formule analytique générale de la constante de couplage pour une onde TM,

$$C^{TM} = \frac{2h^2 \bar{\gamma} e^{-\gamma s}}{\beta(\bar{\gamma}^2 + h^2) \left( W + \frac{\gamma^2 + h^2}{\bar{\gamma}^2 + h^2} \cdot \frac{2\alpha}{\gamma} \right)} \quad (\text{A.17})$$

**Cas (ii) :**  $\cos(hW) = -\frac{(h^2 - \bar{\gamma}^2)}{(h^2 + \bar{\gamma}^2)}$  et  $\sin(hW) = +\frac{2\bar{\gamma}h}{h^2 + \bar{\gamma}^2}$

Nous vérifions ci-dessous que dans le cas où  $\cos(hW) = +(h^2 - \bar{\gamma}^2)/(h^2 + \bar{\gamma}^2)$  et  $\sin(hW) > 0$  on obtient la même formule analytique (A.17). Dans le cas où  $\cos(hW) = -(h^2 - \bar{\gamma}^2)/(h^2 + \bar{\gamma}^2)$ , les intégrals  $I_1$  et  $I_2$  sont donnés par

$$I_1 = \beta^2 A^2 \left( \frac{-h}{\bar{\gamma}} \right) \frac{e^{-\gamma(s+W)}}{\bar{\gamma}(\gamma^2 + h^2)} \left[ e^{\gamma W} \left( \frac{1}{(h^2 + \bar{\gamma}^2)} [h^3(\gamma - 3\bar{\gamma}) + h\bar{\gamma}^2(\bar{\gamma} - 3\gamma)] \right) - h\bar{\gamma} + h\gamma \right],$$

et

$$I_2 = A^2 \left( \frac{h^2 \gamma}{\bar{\gamma}} \right) \frac{e^{-\gamma(s+W)}}{\bar{\gamma}(\gamma^2 + h^2)} \left[ e^{\gamma W} Q - \gamma\bar{\gamma} - h^2 \right],$$

avec

$$\begin{aligned} Q &= (\gamma\bar{\gamma} + h^2) \frac{\bar{\gamma}^2 - h^2}{\bar{\gamma}^2 + h^2} + h(\bar{\gamma} - \gamma) \frac{2h\bar{\gamma}}{\bar{\gamma}^2 + h^2} \\ &= \frac{1}{\bar{\gamma}^2 + h^2} [\gamma\bar{\gamma}^3 - h^4 + 3h^2\bar{\gamma}(\bar{\gamma} - \gamma)]. \end{aligned}$$

Donc

$$I_2 = A^2 \left( \frac{h^2 \gamma}{\bar{\gamma}} \right) \frac{e^{-\gamma(s+W)}}{\bar{\gamma}(\gamma^2 + h^2)} \left[ \frac{e^{\gamma W}}{(\bar{\gamma}^2 + h^2)} \left( \gamma\bar{\gamma}^3 - h^4 + 3h^2\bar{\gamma}(\bar{\gamma} - \gamma) \right) - \gamma\bar{\gamma} - h^2 \right].$$

La somme des deux intégrals donne

$$\begin{aligned}
I_1 + I_2 &= A^2 \overbrace{\left(\frac{h}{\bar{\gamma}}\right)}^N \frac{e^{-\gamma(s+W)}}{\bar{\gamma}(\gamma^2 + h^2)} \left[ \frac{e^{\gamma W}}{(\bar{\gamma}^2 + h^2)} \left( -\beta^2 h^3 \gamma + 3\beta^2 h^3 \bar{\gamma} - \beta^2 h \bar{\gamma}^3 + 3\beta^2 h \gamma \bar{\gamma}^2 \right. \right. \\
&\quad \left. \left. + h \gamma^2 \bar{\gamma}^3 - h^5 \gamma + 3h^3 \gamma \bar{\gamma}^2 - 3h^3 \gamma^2 \bar{\gamma} \right) + \beta^2 h \bar{\gamma} - \beta^2 h \gamma - h \gamma^2 \bar{\gamma} - h^3 \gamma \right] \\
&= N \left[ \frac{e^{\gamma W}}{(\bar{\gamma}^2 + h^2)} \left( -h^3 \gamma (\beta^2 + h^2) + 3h^3 \bar{\gamma} (\beta^2 - \gamma^2) \right. \right. \\
&\quad \left. \left. - h \bar{\gamma}^3 (\beta^2 - \gamma^2) + 3h \gamma \bar{\gamma}^2 (\beta^2 + h^2) \right) + h \bar{\gamma} (\beta^2 - \gamma^2) - h \gamma (\beta^2 + h^2) \right] \\
&= N \left[ \frac{e^{\gamma W}}{(\bar{\gamma}^2 + h^2)} \left( (kn_1)^2 (-h^3 \gamma + 3h \gamma \bar{\gamma}) + (kn_2)^2 (3h^3 \bar{\gamma} - h \bar{\gamma}^3) \right) \right. \\
&\quad \left. + h \bar{\gamma} (kn_2)^2 - h \gamma (kn_1)^2 \right] \\
&= N \left[ \frac{e^{\gamma W}}{(\bar{\gamma}^2 + h^2)} \left( 2(kn_2)^2 h \bar{\gamma} (h^2 + \bar{\gamma}^2) \right) \right] \\
&= A^2 \left(\frac{h}{\bar{\gamma}}\right) \frac{e^{-\gamma(s+W)}}{(\gamma^2 + h^2)} 2h e^{\gamma W} (kn_2)^2.
\end{aligned}$$

Ainsi, avec (A.15) on a

$$C^{TM} = \frac{(n_1^2 - n_2^2)}{\omega \epsilon_0 n_2^2 n_1^2} A^2 \left(\frac{h}{\bar{\gamma}}\right) \frac{e^{-\gamma(s+W)}}{(\gamma^2 + h^2)} 2h e^{\gamma W} (kn_2)^2, \tag{A.18}$$

$$C^{TM} = \frac{(n_1^2 - n_2^2)}{\omega \epsilon_0 n_2^2 n_1^2} A^2 \left(\frac{h}{\bar{\gamma}}\right) \frac{e^{-\gamma(s+W)}}{\bar{\gamma}(\gamma^2 + h^2)} h k^2 n_2^2 [\alpha \gamma (2e^{\gamma W})],$$

en introduisant (A.6),

$$C^{TM} = \frac{(n_1^2 - n_2^2)}{\omega \epsilon_0 n_2^2 n_1^2} \frac{\omega \epsilon_0}{\beta \left(\frac{\bar{\gamma}^2 + h^2}{\bar{\gamma}^2}\right) \left(\frac{W}{n_1^2} + \frac{\gamma^2 + h^2}{\bar{\gamma}^2 + h^2} \cdot \frac{2}{n_2^2 \gamma}\right)} \left(\frac{h}{\bar{\gamma}}\right) \frac{e^{-\gamma(s+W)}}{\bar{\gamma}(\gamma^2 + h^2)} h k^2 n_2^2 [\alpha \gamma (2e^{\gamma W})],$$

et finalement,

$$C^{TM} = \frac{2h^2\bar{\gamma}e^{-\gamma s}}{\beta\left(\bar{\gamma}^2 + h^2\right)\left(W + \frac{\gamma^2+h^2}{\bar{\gamma}^2+h^2} \cdot \frac{2\alpha}{\gamma}\right)}. \quad (\text{A.19})$$

Ce résultat est absolument identique à celui obtenu en (A.17) pour le signe opposé de  $\cos(hW)$ . Nous avons vérifié que cela est vrai aussi pour les autres deux combinaisons en (A.13). Supposons un système de guides d'onde de même largeur  $W$  construit de façon que les constantes  $\gamma$  et  $h$  sont identiques pour les ondes TE et TM,  $\gamma_{TE} = \gamma_{TM}$  et  $h_{TE} = h_{TM}$ . Dans ce cas, le rapport des constantes de couplage pour l'onde TE et TM est donc donné par

$$\frac{C^{TM}}{C^{TE}} = \alpha \left( \frac{\gamma^2 + h^2}{\alpha^2\gamma^2 + h^2} \right) \frac{W + 2/\gamma}{\left( W + \frac{\gamma^2+h^2}{\alpha^2\gamma^2+h^2} \frac{2\alpha}{\gamma} \right)}. \quad (\text{A.20})$$

Elle dépend de  $\alpha$ , le rapport entre les indices de réfraction du coeur et de la gaine du guide d'onde.

## A.2 Discussion

Comme le montre l'équation (A.19), la formule analytique de la constante de couplage pour l'onde TM est proche de celle pour l'onde TE (éq. (1.34)). Le rapport entre ces deux expressions est donnée par l'équation (A.20). Il dépend de  $\alpha$  qui est définie par le carré du rapport entre les contrastes d'indices du coeur et de la gaine du guide d'onde. Discutons maintenant les cas limites de cette expressions :

a) Dans le cas où  $\gamma \gg h$ ,

$$\begin{array}{llll} a.1) \text{ si} & W \gg \frac{2}{\gamma} & \text{alors} & \frac{C_{TE}}{C_{TM}} \longrightarrow \frac{1}{\alpha}, \\ a.2) \text{ si} & W \ll \frac{2}{\gamma} & \text{alors} & \frac{C_{TE}}{C_{TM}} \longrightarrow 1. \end{array} \quad (\text{A.21})$$

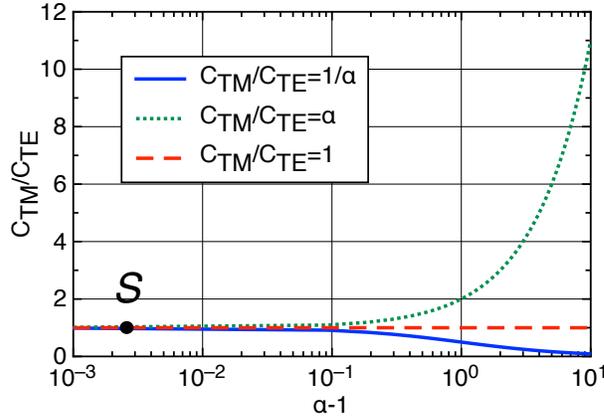


FIGURE A.2 – Rapport entre les constantes de couplage du mode TM et TE en fonction de  $\alpha - 1$  pour différents cas limites dans le cas d'un système de guides d'onde possédant  $\gamma_{TE} = \gamma_{TM}$  et  $h_{TE} = h_{TM}$ . Le point  $S$  correspond aux conditions étudiées dans le chapitre 3.

b) Dans le cas où  $\gamma \ll h$ ,

$$b.1) \text{ si } W \gg \frac{2}{\gamma} \quad \text{alors} \quad \frac{C_{TE}}{C_{TM}} \rightarrow \alpha, \quad (\text{A.22})$$

$$b.2) \text{ si } W \ll \frac{2}{\gamma} \quad \text{alors} \quad \frac{C_{TE}}{C_{TM}} \rightarrow 1.$$

Noter que la limite (b.1) n'est pas réalisable. Les limites, données ci-dessus, sont tracées sur la Fig. A.2 en fonction de  $(\alpha - 1) = \frac{\Delta n}{n_2} \left( \frac{\Delta n}{n_2} + 2 \right)$ . Cette figure montre que les constantes de couplage sont équivalentes pour le mode TE et TM pour  $\alpha - 1 < 10^{-1}$  et donc  $\alpha < 1.1$  ce qui donne une limite pour le contraste d'indice relatif

$$\frac{\Delta n}{n_2} < 0.05$$

Au delà de cette valeur, les constantes de couplage entre les modes TE et TM commencent à se différencier.

Dans le cas d'un faible contraste d'indice, que nous avons utilisés tout au long de la thèse, on a

$$\alpha = \left( \frac{n_1}{n_2} \right)^2 = \left( \frac{\Delta n + n_2}{n_2} \right)^2 = \left( \frac{n_2^2 + 2n_2\Delta n + \Delta n^2}{n_2^2} \right) \approx \left( 1 + \frac{2\Delta n}{n_2} \right) \approx 1.$$

Par suite, l'expression pour  $C^{TM}$  a une forme identique à (1.34) pour  $C^{TE}$  avec  $\bar{\gamma} \simeq \gamma$ ,

$$C^{TM} = \frac{2h^2\gamma e^{-\gamma s}}{\beta(\gamma^2 + h^2)\left(W + \frac{2}{\gamma}\right)}. \quad (\text{A.23})$$

En conclusion, nous avons montrés que pour des faibles contrastes d'indice, la formule de la constante de couplage (1.34) de l'onde TE est identique à celle pour l'onde TM. C'est le cas dans l'étude de séparateur de faisceaux polarisants présentés dans le chapitre 3, où on a un contraste d'indice faible de l'ordre de  $\Delta n = 0.003$  et donc  $\alpha - 1 = 0.0027$  correspondant au point  $S$  sur la Fig. A.2. Donc, dans ce cas, l'effet de la polarisation sur les constantes de couplage n'est que marginal lorsque les guides sont isotropes.



### **B.1 Publications**

- Rim Alrifai, Virginie Coda, Andon A. Rangelov et Germano Montemezzani, "Broadband integrated polarization beam splitting based on anisotropic adiabatic transfer of light", Phys. Rev. A, 100 (2019).
- Rim Alrifai, Virginie Coda, Jonathan Peltier, Andon A. Rangelov, et Germano Montemezzani, "Ultrabroadband beam splitting in a dissipative system of three waveguides", Phys. Rev. A, 103, 023527 (2021).

### **B.2 Conférences**

- Rim Alrifai, Virginie Coda, Andon A. Rangelov et Germano Montemezzani, "Broadband integrated polarization beam splitting based on anisotropic adiabatic transfer of light", Photorefractive Photonics and beyond, Gérardmer, France, 2019.
- Rim Alrifai, Virginie Coda, Andon A. Rangelov et Germano Montemezzani, "High efficiency broadband polarization beam splitter based on three anisotropic waveguides structure", Photonica2019, Belgrade, Serbie, 2019.
- Rim Alrifai, Virginie Coda, Jonathan Peltier, Andon A. Rangelov, et Germano Montemezzani, "Ultra-Broadband Beam splitting in three-waveguide system with dissipation", CLEO Europe, 2021.

- Rim Alrifai, Virginie Coda, Jonathan Peltier, Andon A. Rangelov, et Germano Montemezzani, "Diviseur de puissance ultralarge bande utilisant un système de guides dissipatifs", OPTIQUE Dijon 2021, Dijon, France, 2021.

## Bibliographie

- [1] F. Herrmann and G. B. Schmid, “Analogy between mechanics and electricity,” *Eur. J. Phys.*, vol. 6, p. 16, 1985.
- [2] J. Sivardiere, “On the analogy between inertial and electromagnetic forces,” *Eur. J. Phys.*, vol. 4, p. 162, 1983.
- [3] C. Bellver-Cebreros and M. Rodriguez-Danta, “Eikonal equation from continuum mechanics and analogy between equilibrium of a string and geometrical light rays,” *Am. J. Phys.*, vol. 69, p. 360, 2001.
- [4] P. Samuelsson and M. Büttiker, “Semiclassical theory of current correlations in chaotic dot-superconductor systems,” *Phys. Rev. B*, vol. 66, p. 201306, 2002.
- [5] S. Longhi, “Nonexponential decay via tunneling in tight-binding lattices and the optical Zeno effect,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 97, p. 110402, 2006.
- [6] K. Yamane, M. Ito, and M. Kitano, “Quantum Zeno effect in optical fibers,” *Opt. Commun.*, vol. 192, p. 299, 2001.
- [7] P. Biagioni, G. D. Valle, M. Ornigotti, M. Finazzi, L. Duò, P. Laporta, and S. Longhi, “Experimental demonstration of the optical Zeno effect by scanning tunneling optical microscopy,” *Opt. Express*, vol. 16, p. 3762, 2008.
- [8] H. Trompeter, W. Krolikowski, D. N. Neshev, A. S. Desyatnikov, A. A. Sukhorukov, Y. S. Kivshar, T. Pertsch, U. Peschel, and F. Lederer, “Bloch oscillations and Zener tunneling in two-dimensional photonic lattices,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 96, p. 053903, 2006.
- [9] L. Martin, G. D. Giuseppe, A. Perez-Leija, R. Keil, F. Dreisow, M. Heinrich, S. Nolte, A. Szameit, A. F. Abouraddy, D. N. Christodoulides, and B. E. A. Saleh, “Anderson localization in optical waveguide arrays with off-diagonal coupling disorder,” *Opt. Express*, vol. 19, p. 13636, 2011.
- [10] D. Čapeta, J. Radić, A. Szameit, M. Segev, and H. Buljan, “Anderson localization of partially incoherent light,” *Phys. Rev. A*, vol. 84, p. 011801, 2011.

- [11] M. Segev, Y. Silberberg, and D. N. Christodoulides, “Anderson localization of light,” *Nat. Photonics*, vol. 7, p. 197, 2013.
- [12] A. Gersten, “Maxwell Equations—The One-Photon Quantum Equation,” *Found. Phys.*, vol. 31, p. 1211, 2001.
- [13] I. Bialynicki-Birula, *Photon Wave Function*. Progress in Optics, Elsevier, 1996.
- [14] J. Evans and M. Rosenquist, ““ $f = ma$ ” optics,” *Am. J. Phys.*, vol. 54, p. 876, 1986.
- [15] S. Longhi, “Quantum-optical analogies using photonic structures,” *Laser & Photon. Rev.*, vol. 3, p. 243, 2009.
- [16] C. CIRET, *Structures de guides d’onde photo-induits et analogies quantiques*. PhD thesis, Université de Lorraine, 2013.
- [17] H. Oukraou, *Gradually detuned coupled waveguides for quantum-like robust light transfer and splitting*. PhD thesis, Université de Lorraine, 2018.
- [18] C. Ciret, V. Coda, A. A. Rangelov, D. N. Neshev, and G. Montemezzani, “Broadband adiabatic light transfer in optically induced waveguide arrays,” *Phys. Rev. A*, vol. 87, p. 013806, 2013.
- [19] C. Ciret, M. Alonzo, V. Coda, A. A. Rangelov, and G. Montemezzani, “Analog to electromagnetically induced transparency and Autler-Townes effect demonstrated with photoinduced coupled waveguides,” *Phys. Rev. A*, vol. 88, p. 013840, 2013.
- [20] C. Ciret, V. Coda, A. A. Rangelov, D. N. Neshev, and G. Montemezzani, “Planar achromatic multiple beam splitter by adiabatic light transfer,” *Opt. Lett.*, vol. 37, p. 3789, 2012.
- [21] H. Oukraou, L. Vittadello, V. Coda, C. Ciret, M. Alonzo, A. A. Rangelov, N. V. Vitanov, and G. Montemezzani, “Control of adiabatic light transfer in coupled waveguides with longitudinally varying detuning,” *Phys. Rev. A*, vol. 95, p. 023811, 2017.
- [22] H. Oukraou, V. Coda, A. A. Rangelov, and G. Montemezzani, “Broadband photonic transport between waveguides by adiabatic elimination,” *Phys. Rev. A*, vol. 97, p. 023811, 2018.

- [23] N. V. Vitanov, T. Halfmann, B. W. Shore, and K. Bergmann, “Laser-induced population transfer by adiabatic passage techniques,” *Annu. Rev. Phys. Chem.*, vol. 52, p. 763, 2001.
- [24] J. Babinet, “Note sur la transmission de la lumière par des canaux sinueux,” *C. R. Acad. Sci.* 15, p. 803, 1842.
- [25] J. Thomson, “Scattering of electromagnetic waves by a metallic wire,” *Recent Researches in Electricity and Magnetism, Oxford, England, Oxford University Press*, p. 428, 1893.
- [26] J. Thomson, “On the scattering of electromagnetic waves by metallic spheres,” *Recent Researches in Electricity and Magnetism, Oxford, England, Oxford University Press*, p. 437, 1893.
- [27] J. Rayleigh, *The Theory of Sound*. The Theory of Sound, Macmillan, 1894.
- [28] A. Yariv and R. C. C. Leite, “Dielectric-waveguide mode of light propagation in  $p$ - $n$  junctions,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 2, p. 55, 1963.
- [29] S. Somekh, E. Garmire, A. Yariv, H. L. Garvin, and R. G. Hunsperger, “Channel Optical Waveguides and Directional Couplers in GaAs-Imbedded and Ridged,” *Appl. Opt.*, vol. 13, p. 327, 1974.
- [30] T. Alasaarela, D. Korn, L. Alloatti, A. Säynätjoki, A. Tervonen, R. Palmer, J. Leuthold, W. Freude, and S. Honkanen, “Reduced propagation loss in silicon strip and slot waveguides coated by atomic layer deposition,” *Opt. Express*, vol. 19, p. 11529, 2011.
- [31] K. Kao and G. Hockham, “Dielectric-fibre surface waveguides for optical frequencies,” *IEE Proc. J (Optoelectronics)*, vol. 133, p. 191, 1986.
- [32] H. Kogelnik, “Review of integrated optics,” *Fiber Integr. Opt.*, vol. 1, p. 227, 1978.
- [33] R. Dangel, J. Hofrichter, F. Horst, D. Jubin, A. La Porta, N. Meier, I. M. Soganci, J. Weiss, and B. J. Offrein, “Polymer waveguides for electro-optical integration in data centers and high-performance computers,” *Opt. Express*, vol. 23, p. 4736, 2015.
- [34] R. A. Logan and F. K. Reinhart, “Optical waveguides in GaAs-AlGaAs epitaxial layers,” *J. Appl. Phys.*, vol. 44, p. 4172, 1973.
- [35] M. Kawachi, “Silica waveguides on silicon and their application to integrated-optic components,” *Opt. Quant. Electron.*, vol. 22, p. 391, 1990.

- [36] M. Armenise, "Fabrication techniques of lithium niobate waveguides," *IEE Proc. J (Optoelectronics)*, vol. 135, p. 85, 1988.
- [37] L. Beckers, C. Buchal, D. Fluck, T. Pliska, and P. Günter, "Potassium niobate waveguides : He<sup>+</sup> implantation in bulk single crystals and pulsed laser deposition of thin films," *Mater. Sci. Eng. : A*, vol. 253, p. 292, 1998.
- [38] D. Hondros and P. Debye, "Elektromagnetische Wellen an dielektrischen Drähten," *Ann. Phys.*, vol. 337, p. 465, 1910.
- [39] P. K. Tien, "Light Waves in Thin Films and Integrated Optics," *Appl. Opt.*, vol. 10, p. 2395, 1971.
- [40] H. K. V. Lotsch, "Reflection and Refraction of a Beam of Light at a Plane Interface," *J. Opt. Soc. Am.*, vol. 58, p. 551, 1968.
- [41] H. Taylor and A. Yariv, "Guided wave optics," *Proc. IEEE*, vol. 62, p. 1044, 1974.
- [42] A. McWhorter, "Electromagnetic theory of the semi-conductor junction laser," *Solid-State Electronics*, vol. 6, p. 417, 1963.
- [43] J. McKenna, "The Excitation of Planar Dielectric Waveguides at p-n Junctions, I," *Bell Syst. Tech. J.*, vol. 46, p. 1491, 1967.
- [44] S. Maurer and L. Felsen, "Ray-optical techniques for guided waves," *Proc. IEEE*, vol. 55, p. 1718, 1967.
- [45] M. Born and E. Wolf, *Principles of optics : electromagnetic theory of propagation, interference and diffraction of light*. Oxford , New York : Pergamon Press, 6th ed., 1980.
- [46] M. Born, E. Wolf, and A. B. Bhatia, *Principles of optics : electromagnetic theory of propagation, interference, and diffraction of light*. Cambridge : Cambridge University Press, seventh (expanded) anniversary edition, 60th anniversary edition ed., 2019.
- [47] S. E. Miller, "Coupled Wave Theory and Waveguide Applications," *Bell Syst. Tech. J.*, vol. 33, p. 661, 1954.
- [48] J. R. Pierce, "Coupling of Modes of Propagation," *Bell Syst. Tech. J.*, vol. 25, p. 179, 1954.
- [49] R. Gould, "A coupled mode description of the backward-wave oscillator and the Kompfner dip condition," *IRE Trans. Electron Devices*, vol. 2, p. 37, 1955.

- [50] S. A. Schelkunoff, "Conversion of Maxwell's Equations into Generalized Telegraphist's Equations\*," *Bell Syst. Tech. J.*, vol. 34, p. 995, 1955.
- [51] H. A. Haus, *Electron beam waves in microwave tubes*. Massachusetts Institute of Technology, Research Laboratory of Electronics, 1958.
- [52] A. Yariv, "Coupled-mode theory for guided-wave optics," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 9, p. 919, 1973.
- [53] A. Yariv, *Quantum electronics*. Wiley, 3rd ed ed., 1989.
- [54] D. Marcuse, "Coupled Mode Theory of Round Optical Fibers," *Bell Syst. Tech. J.*, vol. 52, p. 817, 1973.
- [55] H. Kogelnik, *Theory of dielectric waveguides*. Berlin, Heidelberg : Springer Berlin Heidelberg, 1975.
- [56] H. Haus, W. Huang, S. Kawakami, and N. Whitaker, "Coupled-mode theory of optical waveguides," *J. Lightwave Technol.*, vol. 5, p. 16, 1987.
- [57] H. Haus and W. Huang, "Coupled-mode theory," *Proc. IEEE*, vol. 79, p. 1505, 1991.
- [58] T. Tamir, *Guided-Wave Optoelectronics*. Berlin, Heidelberg : Springer Berlin Heidelberg, 1988.
- [59] H. A. Haus, *Waves and fields in optoelectronics*. Prentice-Hall series in solid state physical electronics, Englewood Cliffs, NJ : Prentice-Hall, 1984.
- [60] A. W. Snyder and J. D. Love, *Optical waveguide theory*. London; New York : Chapman and Hall, 1983.
- [61] D. Marcuse, *Theory of dielectric optical waveguides*. Quantum electronics-principles and applications, New York : Academic Press, 1974.
- [62] D. L. Lee, *Electromagnetic principles of integrated optics*. New York : Wiley, 1986.
- [63] H. Kogelnik and C. V. Shank, "Coupled-Wave Theory of Distributed Feedback Lasers," *J. Appl. Phys.*, vol. 43, p. 2327, 1972.
- [64] H. Kogelnik and R. Schmidt, "Switched directional couplers with alternating  $\delta\beta$ ," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 12, p. 396, 1976.
- [65] J. C. Slater, "Light Quanta and Wave Mechanics," *Phys. Rev.*, vol. 31, p. 895, 1928.

- [66] D. Gloge and D. Marcuse, "Formal Quantum Theory of Light Rays," *J. Opt. Soc. Am.*, vol. 59, p. 1629, 1969.
- [67] C. Tzanakis, "Discovering by analogy : the case of Schrödinger's equation," *Eur. J. Phys.*, vol. 19, p. 69, 1998.
- [68] C. Navarrete-Benlloch, I. de Vega, D. Porras, and J. I. Cirac, "Simulating quantum-optical phenomena with cold atoms in optical lattices," *New J. Phys.*, vol. 13, p. 023024, 2011.
- [69] C. Tserkezis, A. I. Fernández-Domínguez, P. A. D. Gonçalves, F. Todisco, J. D. Cox, K. Busch, N. Stenger, S. I. Bozhevolnyi, N. A. Mortensen, and C. Wolff, "On the applicability of quantum-optical concepts in strong-coupling nanophotonics," *Rep. Prog. Phys.*, vol. 83, p. 082401, 2020.
- [70] U. Gaubatz, P. Rudecki, S. Schiemann, and K. Bergmann, "Population transfer between molecular vibrational levels by stimulated Raman scattering with partially overlapping laser fields. A new concept and experimental results," *J. Chem. Phys.*, vol. 92, p. 5363, 1990.
- [71] K. Bergmann, H.-C. Nägerl, C. Panda, G. Gabrielse, E. Miloglyadov, M. Quack, G. Seyfang, G. Wichmann, S. Ospelkaus, A. Kuhn, S. Longhi, A. Szameit, P. Pirro, B. Hillebrands, X.-F. Zhu, J. Zhu, M. Drewsen, W. K. Hensinger, S. Weidt, T. Halfmann, H.-L. Wang, G. S. Paraoanu, N. V. Vitanov, J. Mompart, T. Busch, T. J. Barnum, D. D. Grimes, R. W. Field, M. G. Raizen, E. Narevicius, M. Auzinsh, D. Budker, A. Pálffy, and C. H. Keitel, "Roadmap on STIRAP applications," *J. Phys. B : At. Mol. Opt. Phys.*, vol. 52, p. 202001, 2019.
- [72] K. Bergmann, H. Theuer, and B. W. Shore, "Coherent population transfer among quantum states of atoms and molecules," *Rev. Mod. Phys.*, vol. 70, p. 1003, 1998.
- [73] B. W. Shore, *The theory of coherent atomic excitation*. New York : Wiley, 1990.
- [74] E. Arimondo, "Coherent Population Trapping in Laser Spectroscopy," in *Progress in Optics*, vol. 35, p. 257, Elsevier, 1996.
- [75] V. Romanenko and L. Yatsenko, "Adiabatic population transfer in the three-level  $\lambda$ -system : two-photon lineshape," *Opt. Commun.*, vol. 140, p. 231, 1997.

- [76] M. P. Fewell, B. W. Shore, and K. Bergmann, "Coherent Population Transfer among Three States : Full Algebraic Solutions and the Relevance of Non Adiabatic Processes to Transfer by Delayed Pulses," *Aust. J. Phys.*, vol. 50, p. 281, 1997.
- [77] E. Arimondo and G. Orriols, "Nonabsorbing atomic coherences by coherent two-photon transitions in a three-level optical pumping," *Lett. Nuovo Cimento*, vol. 17, p. 333, 1976.
- [78] N. V. Vitanov, A. A. Rangelov, B. W. Shore, and K. Bergmann, "Stimulated Raman adiabatic passage in physics, chemistry, and beyond," *Rev. Mod. Phys.*, vol. 89, p. 015006, 2017.
- [79] E. Paspalakis, "Adiabatic three-waveguide directional coupler," *Optics Commun.*, vol. 258, p. 30, 2006.
- [80] W. Huang, S. Yin, and W. Zhang, "Complete Transfer of Terahertz Surface Plasmon-polaritons Based on STIRAP," in *2019 Photonics & Electromagnetics Research Symposium - Spring (PIERS-Spring)*, (Rome, Italy), p. 1489, IEEE, 2019.
- [81] T.-Y. Lin, F.-C. Hsiao, Y.-W. Jhang, C. Hu, and S.-Y. Tseng, "Mode conversion using optical analogy of shortcut to adiabatic passage in engineered multimode waveguides," *Opt. Express*, vol. 20, p. 24085, 2012.
- [82] S.-Y. Tseng and X. Chen, "Engineering of fast mode conversion in multimode waveguides," *Opt. Lett.*, vol. 37, p. 5118, 2012.
- [83] S.-Y. Tseng and Y.-W. Jhang, "Fast and Robust Beam Coupling in a Three Waveguide Directional Coupler," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 25, p. 2478, 2013.
- [84] Y. Hibino, "Recent advances in high-density and large-scale AWG multi/demultiplexers with higher index-contrast silica-based PLCs," *IEEE J. Select. Topics Quantum Electron.*, vol. 8, p. 1090, 2002.
- [85] R. Adar, C. Henry, R. Kazarinov, R. Kistler, and G. Weber, "Adiabatic 3-dB couplers, filters, and multiplexers made with silica waveguides on silicon," *J. Lightwave Technol.*, vol. 10, p. 46, 1992.
- [86] F. Dreisow, M. Ornigotti, A. Szameit, M. Heinrich, R. Keil, S. Nolte, A. Tünnermann and S. Longhi, "Polychromatic beam splitting by fractional stimulated Raman adiabatic passage," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 95, p. 261102, 2009.

- [87] R. Menchon-Enrich, A. Llobera, J. Vila-Planas, V. J. Cadarso, J. Mompart, and V. Ahufinger, "Light spectral filtering based on spatial adiabatic passage," *Light Sci. Appl.*, vol. 2, p. e90, 2013.
- [88] H. P. Chung, K. H. Huang, S. L. Yang, W. K. Chang, C. W. Wu, F. Setzpfandt, T. Pertsch, D. N. Neshev, and Y. H. Chen, "Adiabatic light transfer in titanium diffused lithium niobate waveguides," *Opt. Express*, vol. 23, p. 30641, 2015.
- [89] T. Liu, A. S. Solntsev, A. Boes, T. Nguyen, C. Will, A. Mitchell, D. N. Neshev, and A. A. Sukhorukov, "Experimental demonstration of bidirectional light transfer in adiabatic waveguide structures," *Opt. Lett.*, vol. 41, p. 5278, 2016.
- [90] M. Lin, X. Xi, W. Qiu, Y. Ai, Q. Wang, Q. Liu, and Z. Ouyang, "Star-type polarizer with equal-power splitting function for each polarization based on polarization-dependent defects in two-dimensional photonic-crystal waveguides," *Opt. Express*, vol. 24, p. 23917, 2016.
- [91] J. Li, Y. He, H. Ye, T. Wu, Y. Liu, X. He, J. Li, and J. Cheng, "High-Efficiency, Dual-Band Beam Splitter Based on an All-Dielectric Quasi-Continuous Metasurface," *Materials*, vol. 14, p. 3184, 2021.
- [92] J. Feng and Z. Zhou, "Polarization beam splitter using a binary blazed grating coupler," *Opt. Lett.*, vol. 32, p. 1662, 2007.
- [93] M. Ma, A. H. K. Park, Y. Wang, H. Shoman, F. Zhang, N. A. F. Jaeger, and L. Chrostowski, "Sub-wavelength grating-assisted polarization splitter-rotators for silicon-on-insulator platforms," *Opt. Express*, vol. 27, p. 17581, 2019.
- [94] K. Chung, H. Chan, and P. Chu, "A 1×4 polarization and wavelength independent optical power splitter based on a novel wide-angle low-loss Y-junction," *Opt. Commun.*, vol. 267, p. 367, 2006.
- [95] C. Ye and D. Dai, "Ultra-Compact Broadband 2 × 2 3 dB Power Splitter Using a Subwavelength-Grating-Assisted Asymmetric Directional Coupler," *J. Lightwave Technol.*, vol. 38, p. 2370, 2020.
- [96] S.-Y. Tseng, C. Fuentes-Hernandez, D. Owens, and B. Kippelen, "Variable splitting ratio 2 × 2 MMI couplers using multimode waveguide holograms," *Opt. Express*, vol. 15, p. 9015, 2007.

- [97] Y. Franz and M. Guasoni, "Compact  $1 \times N$  power splitters with arbitrary power ratio for integrated multimode photonics," *J. Opt.*, vol. 23, p. 095802, 2021.
- [98] M. Farmahini-Farahani and H. Mosallaei, "Birefringent reflectarray metasurface for beam engineering in infrared," *Opt. Lett.*, vol. 38, p. 462, 2013.
- [99] A. Belosludtsev, A. Valavičius, N. Kyžas, and S. Kičas, "Metal–dielectric broad-angle non-polarizing beam splitters with ultrathin copper layer," *Opt Laser Technol*, vol. 107, p. 297, 2018.
- [100] M. Khorasaninejad, W. Zhu, and K. B. Crozier, "Efficient polarization beam splitter pixels based on a dielectric metasurface," *Optica*, vol. 2, p. 376, 2015.
- [101] G. Yoon, D. Lee, K. T. Nam, and J. Rho, "Geometric metasurface enabling polarization independent beam splitting," *Sci. Rep*, vol. 8, p. 9468, 2018.
- [102] Q. Gong and X. Hu, *Photonic crystals : principles and applications*. Pan Stanford Publishing, Singapore, 2014.
- [103] M. Butt, S. Khonina, and N. Kazanskiy, "Recent advances in photonic crystal optical devices : A review," *Opt Laser Technol*, vol. 142, p. 107265, 2021.
- [104] T. Liu, A. R. Zakharian, M. Fallahi, J. V. Moloney, and M. Mansuripur, "Multimode interference-based photonic crystal waveguide power splitter," *J. Lightwave Technol.*, vol. 22, p. 2842, 2004.
- [105] P. Jindal and H. jit Kaur, "Different configurations of photonic crystal power splitters for PICs-a review," vol. 13, p. 9500, 2018.
- [106] M. Danaie, R. Nasiri Far, and A. Dideban, "Design of a high-bandwidth Y-shaped photonic crystal power splitter for TE modes," *Int. J. Opt. Photonics*, vol. 12, p. 33, 2018.
- [107] Z. Yuan and K. Wang, "Ultra broadband, low loss and polarization independent silicon nitride integrated optical power splitter," in *Asia Communications and Photonics Conference (ACP) 2018*, p. Su2A.78, Optical Society of America, 2018.
- [108] Y. Xie, S. Gao, and S. He, "All-optical wavelength conversion and multicasting for polarization-multiplexed signal using angled pumps in a silicon waveguide," *Opt. Lett.*, vol. 37, p. 1898, 2012.

- [109] B. Roussel, C. Cabart, G. Fève, E. Thibierge, and P. Degiovanni, “Electron quantum optics as quantum signal processing : Electron quantum optics as quantum signal processing,” *Phys. Status Solidi B*, vol. 254, no. 3, p. 1600621, 2017.
- [110] N. Gisin and R. Thew, “Quantum communication,” *Nat. Photonics*, vol. 1, p. 165, 2007.
- [111] T. Liang and H. Tsang, “Integrated polarization beam splitter in high index contrast silicon-on-insulator waveguides,” *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 17, p. 393, 2005.
- [112] J. Wang, D. Liang, Y. Tang, D. Dai, and J. E. Bowers, “Realization of an ultra-short silicon polarization beam splitter with an asymmetrical bent directional coupler,” *Opt. Lett.*, vol. 38, p. 4, 2013.
- [113] M. Okuno, A. Sugita, K. Jinguji, and M. Kawachi, “Birefringence control of silica waveguides on Si and its application to a polarization-beam splitter/switch,” *J. Lightwave Technol.*, vol. 12, p. 625, 1994.
- [114] S. Zhu, “Ultra-broadband and ultra-compact polymer waveguide polarization beam splitter using a T-junction with obliquely embedded subwavelength gratings,” *Microprocess. Microsyst.*, p. 103947, 2021.
- [115] T. Morgado, F. Rodrigues, A. Shahpari, B. Neto, C. Pinho, M. Lima, and A. Teixeira, “InP MMI based polarization splitter for Photonic Integrated Circuits,” in *2017 19th International Conference on Transparent Optical Networks (ICTON)*, (Girona, Spain), p. 1, IEEE, 2017.
- [116] H. Liang, R. Soref, and J. Mu, “Compact polarization splitter based on a silicon angled multimode interferometer structure,” *Appl. Opt.*, vol. 58, p. 4070, 2019.
- [117] Y. Kim, M. H. Lee, Y. Kim, and K. H. Kim, “High-extinction-ratio directional-coupler-type polarization beam splitter with a bridged silicon wire waveguide,” *Opt. Lett.*, vol. 43, p. 3241, 2018.
- [118] F. Wang, Y. Chen, C. Li, T. Ma, X. Wang, K. Yu, and L. Li, “Ultracompact and broadband mid-infrared polarization beam splitter based on an asymmetric directional coupler consisting of GaAs–CaF<sub>2</sub> hybrid plasmonic waveguide and GaAs nanowire,” *Opt. Commun.*, vol. 502, p. 127418, 2022.

- [119] H. Xu, D. Dai, L. Liu, and Y. Shi, "Proposal for an ultra-broadband polarization beam splitter using an anisotropy-engineered Mach-Zehnder interferometer on the x-cut lithium-niobate-on-insulator," *Opt. Express*, vol. 28, p. 10899, 2020.
- [120] P. Pan, J. Wen, S. Zha, X. Cai, H. Ma, and J. An, "Fabrication and error analysis of a InGaAsP/InP polarization beam splitter based on an asymmetric Mach-Zehnder interferometer," *Opt. Mater.*, vol. 118, p. 111250, 2021.
- [121] C.-L. Zou, F.-W. Sun, C.-H. Dong, X.-F. Ren, J.-M. Cui, X.-D. Chen, Z.-F. Han, and G.-C. Guo, "Broadband integrated polarization beam splitter with surface plasmon," *Opt. Lett.*, vol. 36, p. 3630, 2011.
- [122] Y. Xu and J. Xiao, "Design of a compact and integrated TM-rotated/TE-through polarization beam splitter for silicon-based slot waveguides," *Appl. Opt.*, vol. 55, p. 611, 2016.
- [123] Q. Wang, G. Farrell, and Y. Semenova, "Design of Integrated Polarization Beam Splitter With Liquid Crystal," *IEEE J. Select. Topics Quantum Electron.*, vol. 12, p. 1349, 2006.
- [124] C. Deng, M. Lu, Y. Sun, L. Huang, D. Wang, G. Hu, R. Zhang, B. Yun, and Y. Cui, "Broadband and compact polarization beam splitter in LNOI hetero-anisotropic metamaterials," *Opt. Express*, vol. 29, p. 11627, 2021.
- [125] G. Huang, T.-H. Park, and M.-C. Oh, "Broadband integrated optic polarization splitters by incorporating polarization mode extracting waveguide," *Sci Rep*, vol. 7, p. 4789, 2017.
- [126] L.-W. Luo, N. Ophir, C. P. Chen, L. H. Gabrielli, C. B. Poitras, K. Bergmen, and M. Lipson, "WDM-compatible mode-division multiplexing on a silicon chip," *Nat. Commun.*, vol. 5, p. 3069, 2014.
- [127] D. J. Richardson, J. M. Fini, and L. E. Nelson, "Space-division multiplexing in optical fibres," *Nat. Photonics*, vol. 7, p. 354, 2013.
- [128] C. Li and D. Dai, "Low-loss and low-crosstalk multi-channel mode (de)multiplexer with ultrathin silicon waveguides," *Opt. Lett.*, vol. 42, p. 2370, 2017.
- [129] W. Jiang, "Ultra-compact and fabrication-tolerant mode multiplexer and demultiplexer based on angled silicon waveguides," *Optics Communications*, vol. 425, p. 141, 2018.

- [130] Y. Li, C. Li, C. Li, B. Cheng, and C. Xue, "Compact two-mode (de)multiplexer based on symmetric Y-junction and Multimode interference waveguides," *Opt. Express*, vol. 22, p. 5781, 2014.
- [131] T. Fujisawa, Y. Yamashita, T. Sakamoto, T. Matsui, K. Tsujikawa, K. Nakajima, and K. Saitoh, "Scrambling-type three-mode PLC multiplexer based on cascaded Y-branch waveguide with integrated mode rotator," *J. Light-wave Technol.*, vol. 36, p. 1985, 2018.
- [132] B. A. Dorin and W. N. Ye, "Two-mode division multiplexing in a silicon-on-insulator ring resonator," *Opt. Express*, vol. 22, p. 4547, 2014.
- [133] H. Jia, H. Chen, J. Yang, H. Xiao, W. Chen, and Y. Tian, "Ultra-compact dual-polarization silicon mode-order converter," *Opt. Lett.*, vol. 44, p. 4179, 2019.
- [134] H. Jia, T. Zhou, X. Fu, J. Ding, and L. Yang, "Inverse-design and demonstration of ultracompact silicon meta-structure mode exchange device," *ACS Photonics*, vol. 5, p. 1833, 2018.
- [135] X. Guan, Y. Ding, and L. H. Frandsen, "Ultra-compact broadband higher order-mode pass filter fabricated in a silicon waveguide for multimode photonics," *Opt. Lett.*, vol. 40, p. 3893, 2015.
- [136] W. Jiang, J. Miao, T. Li, and L. Ma, "Low-loss and broadband silicon mode filter using cascaded plasmonic BSWGs for on-chip mode division multiplexing," *Opt. Express*, vol. 27, p. 30429, 2019.
- [137] Y. Xiong, R. B. Priti, and O. Liboiron-Ladouceur, "High-speed two-mode switch for mode-division multiplexing optical networks," *Optica*, vol. 4, p. 1098, 2017.
- [138] C. Sun, W. Wu, Y. Yu, G. Chen, X. Zhang, X. Chen, D. J. Thomson, and G. T. Reed, "De-multiplexing free on-chip low-loss multimode switch enabling reconfigurable inter-mode and inter-path routing," *Nanophotonics*, vol. 7, p. 1571, 2018.
- [139] S. Das, S. Fardad, I. Kim, J. Rho, R. Hui, and A. Salandrino, "Nanophotonic modal dichroism : mode-multiplexed modulators," *Opt. Lett.*, vol. 41, p. 4394, 2016.
- [140] J. Liao, L. Zhang, M. Liu, L. Wang, W. Wang, G. Wang, C. Ruan, W. Zhao, and W. Zhang, "Mode splitter without changing the mode order in soi waveguide," *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 28, p. 2597, 2016.

- [141] W. Jiang and X. Wang, "Ultra-Broadband Mode Splitter Based on Phase Controlling of Bridged Subwavelength Grating," *J. Lightwave Technol.*, vol. 38, p. 2414, 2020.
- [142] S.-Y. Tseng and M.-C. Wu, "Adiabatic mode conversion in multimode waveguides using computer-generated planar holograms," *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 22, p. 1211, 2010.
- [143] M.-C. Wu, F.-C. Hsiao, and S.-Y. Tseng, "Adiabatic Mode Conversion in Multimode Waveguides Using Chirped Computer-Generated Planar Holograms," *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 23, p. 807, 2011.
- [144] R. Xiao, Y. Shi, J. Li, P. Dai, Y. Zhao, L. Li, J. Lu, and X. Chen, "On-chip mode converter based on two cascaded Bragg gratings," *Opt. Express, OE*, vol. 27, p. 1941, 2019.
- [145] H. Xu and Y. Shi, "Ultra-broadband dual-mode 3 dB power splitter based on a Y-junction assisted with mode converters," *Opt. Lett.*, vol. 41, p. 5047, 2016.
- [146] L. Lu, D. Liu, M. Yan, and M. Zhang, "On-chip reconfigurable mode converter based on cross-connected subwavelength Y-junctions," *Photon. Res.*, vol. 9, p. 43, 2021.
- [147] F. Callewaert, S. Butun, Z. Li, and K. Aydin, "Inverse design of an ultra-compact broadband optical diode based on asymmetric spatial mode conversion," *Sci. Rep.*, vol. 6, p. 32577, 2016.
- [148] M. Heinrich, M.-A. Miri, S. Stützer, R. El-Ganainy, S. Nolte, A. Szameit, and D. N. Christodoulides, "Supersymmetric mode converters," *Nat. Commun.*, vol. 5, p. 3698, 2014.
- [149] S. Longhi, "Supersymmetric transparent optical intersections," *Opt. Lett., OL*, vol. 40, p. 463, 2015.
- [150] S.-Y. Tseng and M.-C. Wu, "Mode conversion/splitting by optical analogy of multistate stimulated raman adiabatic passage in multimode waveguides," *J. Lightwave Technol.*, vol. 28, p. 3529, 2010.
- [151] J. Wang and Y. Long, "On-chip silicon photonic signaling and processing : a review," *Sci. Bull. SCI BULL*, vol. 63, p. 1267, 2018.
- [152] K. Wang, A. Nirmalathas, C. Lim, E. Wong, K. Alameh, H. Li, and E. Skafidas, "High-speed indoor optical wireless communication system employing a silicon integrated photonic circuit," *Opt. Lett.*, vol. 43, p. 3132, 2018.

- [153] W. Shen, J. Du, J. Xiong, L. Ma, and Z. He, "Silicon-integrated dual-mode fiber-to-chip edge coupler for  $2 \times 100$  Gbps/ $\lambda$  MDM optical interconnection," *Opt. Express*, vol. 28, p. 33254, 2020.
- [154] J. Wang, M. M. Sanchez, Y. Yin, R. Herzer, L. Ma, and O. G. Schmidt, "Silicon-Based Integrated Label-Free Optofluidic Biosensors : Latest Advances and Roadmap," *Adv. Mater. Technol.*, vol. 5, p. 1901138, 2020.
- [155] A. Ghaffari, M. Djavid, and M. S. Abrishamian, "Power splitters with different output power levels based on directional coupling," *Appl. Opt.*, vol. 48, p. 1606, 2009.
- [156] M. J. Digonnet, *Rare-earth-doped fiber lasers and amplifiers, revised and expanded*. New York : CRC press, 2nd ed., 2001.
- [157] G. Liu and B. Jacquier, *Spectroscopic properties of rare earths in optical materials*. Springer series in materials science, Berlin : Springer, 2005.
- [158] F. Lenzini, J. Janousek, O. Thearle, M. Villa, B. Haylock, S. Kasture, L. Cui, H.-P. Phan, D. V. Dao, H. Yonezawa, P. K. Lam, E. H. Huntington, and M. Lobino, "Integrated photonic platform for quantum information with continuous variables," *Science Advances*, vol. 4, p. eaat9331, 2018.
- [159] H. Jin, F. M. Liu, P. Xu, J. L. Xia, M. L. Zhong, Y. Yuan, J. W. Zhou, Y. X. Gong, W. Wang, and S. N. Zhu, "On-chip generation and manipulation of entangled photons based on reconfigurable lithium-niobate waveguide circuits," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 113, p. 103601, Sep 2014.
- [160] Y. Qi and Y. Li, "Integrated lithium niobate photonics," *Nanophotonics*, vol. 9, p. 1287, 2020.
- [161] A. Rao and S. Fathpour, "Heterogeneous Thin-Film Lithium Niobate Integrated Photonics for Electrooptics and Nonlinear Optics," *IEEE J. Select. Topics Quantum Electron.*, vol. 24, p. 1, 2018.
- [162] J. M. Heaton, R. M. Jenkins, D. R. Wight, J. T. Parker, J. C. H. Birbeck, and K. P. Hilton, "Novel 1-to-  $N$  way integrated optical beam splitters using symmetric mode mixing in GaAs/AlGaAs multimode waveguides," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 61, p. 1754, 1992.
- [163] C. Wang, W. S. Lee, F. Zhang, and N. Y. Kim, "A novel method for the fabrication of integrated passive devices on SI-GaAs substrate," *Int J Adv Manuf Technol*, vol. 52, p. 1011, 2011.

- [164] M. Nikoufard, M. K. Alamouti, and S. Pourgholi, "Multimode Interference Power-Splitter Using InP-Based Deeply Etched Hybrid Plasmonic Waveguide," *IEEE Trans. Nanotechnology*, vol. 16, p. 477, 2017.
- [165] R. Chen, "Polymer-based photonic integrated circuits," *Opt. Laser Technol.*, vol. 25, p. 347, 1993.
- [166] L. Eldada, "Nanoengineered polymers for photonic integrated circuits," in *Nanoengineering : Fabrication, Properties, Optics, and Devices II* (E. A. Dobisz and L. A. Eldada, eds.), vol. 5931, p. 121, International Society for Optics and Photonics, SPIE, 2005.
- [167] M. Kleinert, D. de Felipe, C. Zawadzki, W. Brinker, J. H. Choi, P. Reinke, M. Happach, S. Nellen, M. Möhrle, H.-G. Bach, N. Keil, and M. Schell, "Photonic integrated devices and functions on hybrid polymer platform," in *Physics and Simulation of Optoelectronic Devices XXV* (B. Witzigmann, M. Osiński, and Y. Arakawa, eds.), vol. 10098, p. 220, International Society for Optics and Photonics, SPIE, 2017.
- [168] J. Goell, R. Standley, W. Gibson, and J. Rodgers, "Ion bombardment fabrication of optical waveguides using electron resist masks," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 21, p. 72, 1972.
- [169] R. D. Standley, W. M. Gibson, and J. W. Rodgers, "Properties of Ion-Bombarded Fused Quartz for Integrated Optics," *Appl. Opt.*, vol. 11, p. 1313, 1972.
- [170] N. Teranishi, G. Fuse, and M. Sugitani, "A review of ion implantation technology for image sensors," *Sensors*, vol. 18, 2018.
- [171] J. L. Jackel, C. E. Rice, and J. J. Veselka, "Proton exchange for high-index waveguides in LiNbO<sub>3</sub>," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 41, p. 607, 1982.
- [172] H.-J. Lilienhof, E. Voges, D. Ritter, and B. Pantschew, "Field-induced index profiles of multimode ion-exchanged strip waveguides," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 18, p. 1877, 1982.
- [173] M. M. Abouelless and F. J. Leonberger, "Waveguides in Lithium Niobate," *J. Am. Ceram. Soc.*, vol. 72, p. 1311, 1989.
- [174] C. Warren, S. Forouhar, W. S. C. Chang, and S. K. Yao, "Double ion exchanged chirp grating lens in lithium niobate waveguides," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 43, p. 424, 1983.

- [175] L. Dörrer, P. Tüchel, E. Hüger, R. Heller, and H. Schmidt, “Hydrogen diffusion in proton-exchanged lithium niobate single crystals,” *J. Appl. Phys.*, vol. 129, p. 135105, 2021.
- [176] A. Kapoor, R. T. Yang, and C. Wong, “Surface diffusion,” *Catal. Rev.*, vol. 31, p. 129, 1989.
- [177] M. Bazzan and C. Sada, “Optical waveguides in lithium niobate : Recent developments and applications,” *Appl. Phys. Rev.*, vol. 2, p. 040603, 2015.
- [178] R. Schmidt and I. Kaminow, “Metal-diffused optical waveguides in LiNbO<sub>3</sub>,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 25, p. 458, 1974.
- [179] A. Frigg, A. Boes, G. Ren, T. G. Nguyen, D.-Y. Choi, S. Gees, D. Moss, and A. Mitchell, “Optical frequency comb generation with low temperature reactive sputtered silicon nitride waveguides,” *APL Photonics*, vol. 5, p. 011302, 2020.
- [180] J. E. Goell and R. D. Standley, “Sputtered Glass Waveguide for Integrated Optical Circuits,” *Bell Syst. Tech. J.*, vol. 48, p. 3445, 1969.
- [181] A. Baptista, F. Silva, J. Porteiro, J. Míguez, and G. Pinto, “Sputtering physical vapour deposition (PVD) coatings : A critical review on process improvement and market trend demands,” *Coatings*, vol. 8, 2018.
- [182] M. Sumets, *Lithium Niobate-Based Heterostructures*. 2053, IOP Publishing, 2018.
- [183] A. Cho, “Advances in molecular beam epitaxy (MBE),” *J. Cryst. Growth*, vol. 111, p. 1, 1991.
- [184] D. G. Schlom, “Perspective : Oxide molecular-beam epitaxy rocks !,” *APL Materials*, vol. 3, p. 062403, 2015.
- [185] X. Wu, H. Hao, Z. Li, S. Fan, and Z. Xu, “GaN crystals growth in the Na-Li-Ca flux by liquid phase epitaxy (LPE) technique,” *J. Cryst. Growth*, vol. 521, p. 30, 2019.
- [186] M. G. Mauk, “Liquid-Phase Epitaxy,” in *Handbook of Crystal Growth*, p. 225, Elsevier, 2015.
- [187] R. Loo, H. Arimura, D. Cott, L. Witters, G. Pourtois, A. Schulze, B. Douchard, W. Vanherle, G. Eneman, O. Richard, P. Favia, J. Mitard, D. Mocuta, R. Langer, and N. Collaert, “Editors’ Choice—Epitaxial CVD Growth of

- Ultra-Thin Si Passivation Layers on Strained Ge Fin Structures,” *ECS J. Solid State Sci. Technol.*, vol. 7, p. 66, 2018.
- [188] T. Cockerill, D. Forbes, H. Han, and J. Coleman, “Monolithic integration of a strained-layer InGaAs-GaAs-AlGaAs quantum-well laser with a passive waveguide by selective-area MOCVD,” *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 5, p. 448, 1993.
- [189] S. Longhi, G. Della Valle, M. Ornigotti, and P. Laporta, “Coherent Tunneling by Adiabatic Passage in an Optical Waveguide System,” *Phys. Rev. B*, vol. 76, p. 201101, 2007.
- [190] C. Ciret, V. Coda, A. A. Rangelov, D. Neshev and G. Montemezzani, “Broadband Adiabatic Light Transfer in Optically Induced Waveguide Arrays,” *Phys. Rev. A*, vol. 87, p. 013806, 2013.
- [191] X. Xiong, C.-L. Zou, X.-F. Ren, and G.-C. Guo, “Integrated Polarization Rotator/Converter by Stimulated Raman Adiabatic Passage,” *Opt. Express*, vol. 21, p. 17097, 2013.
- [192] P. Aashna and K Thyagarajan, “Polarization Splitter Based on a Three Waveguide Directional Coupler Using Quantum Mechanical Analogies,” *J. Opt.*, vol. 19, p. 065805, 2017.
- [193] N. Goto and G. L. Yip, “A TE-TM Mode Splitter in LiNbO<sub>3</sub> by Proton Exchange and Ti Diffusion,” *J. Lightwave Technol.*, vol. 7, p. 1567, 1989.
- [194] L. Yu-Pin, “Design and Fabrication of Wide-Angle TE–TM Mode Splitter in Lithium Niobate,” *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 6, p. 88, 2000.
- [195] K. Okamoto, “Chapter 7 - Beam Propagation Method,” in *Fundamentals of Optical Waveguides (Second Edition)* (K. Okamoto, ed.), p. 329, Burlington : Academic Press, 2006.
- [196] N. V. Vitanov, M. Fleischhauer, B. W. Shore, and K. Bergmann, “Coherent manipulation of atoms and molecules by sequential laser pulses,” *Ad. At. Mol. Phys.*, vol. 46, p. 55, 2001.
- [197] A. Yariv, *Optical Electronics in Modern Communications*. Oxford University Press, 1997.
- [198] M. Lawrence, “Lithium Niobate integrated optics,” *Rep. Prog. Phys.*, vol. 56, p. 363, 1993.

- [199] M. Bazzan and C. Sada, "Optical waveguides in lithium niobate : Recent developments and applications," *Appl. Phys. Rev.*, vol. 2, p. 040603, 2015.
- [200] R. V. Schmidt and I. P. Kaminow, "Metal-diffused optical waveguides in LiNbO<sub>3</sub>," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 25, p. 458, 1974.
- [201] M. De Micheli, J. Botineau, P. Sibillot, D. Ostrowski, and M. Papuchon, "Fabrication and characterization of Titanium indiffused proton exchanged (TIPE) waveguides in Lithium-Niobate," *Opt. Commun.*, vol. 42, p. 101, 1982.
- [202] M. De Micheli, J. Botineau, S. Neveu, P. Sibillot, D. Ostrowski, and M. Papuchon, "Independent control of index and profiles in proton-exchanged Lithium-Niobate guides," *Opt. Lett.*, vol. 8, p. 114, 1983.
- [203] D. Zang and C. Tsai, "Single-mode waveguide microlenses and microlens arrays fabrication in LiNbO<sub>3</sub> using Titanium indiffused proton-exchange technique," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 46, p. 703, 1985.
- [204] V. Hinkov and E. Ise, "Control of birefringence in Ti-LiNbO<sub>3</sub> optical waveguides by proton exchange of Lithium ions," *J. Lightwave Technol.*, vol. 4, p. 444, 1986.
- [205] A. Dawar, S. Alshukri, R. Delarue, A. Nutt, and G. Stewart, "Fabrication and characterization of Titanium-indiffused proton-exchanged optical waveguides in Z-cut LiNbO<sub>3</sub>," *Opt. Commun.*, vol. 61, p. 100, 1987.
- [206] H. Ma, A.-Y. Jen, and L. Dalton, "Polymer-Based Optical Waveguides : Materials, Processing, and Devices," *Adv. Mater.*, vol. 14, p. 1339, 2002.
- [207] M. C. Oh, M. H. Lee, and H. J. Lee, "Polymeric waveguide polarization splitter with a buried birefringent polymer," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 11, pp. 1144–1146, 1999.
- [208] J. W. Kim, S. H. Park, W. S. Chu, and M. C. Oh, "Integrated-optic polarization controllers incorporating polymer waveguide birefringence modulators," *Opt. Express*, vol. 20, p. 12443, 2012.
- [209] M. K. Szczurowski, T. Martynkien, G. Statkiewicz-Barabach, W. Urbanczyk, L. Khan, and D. J. Webb, "Measurements of stress-optic coefficient in polymer optical fibers," *Opt. Lett.*, vol. 35, p. 2013, 2010.
- [210] Y. Q. Shi, W. H. Steier, L. P. Yu, M. Chen, and L. R. Dalton, "Large photoinduced birefringence in an optically nonlinear polyester polymer," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 59, p. 2935, 1991.

- [211] P. Dittrich, G. Montemezzani, P. Bernasconi, and P. Günter, “Fast, reconfigurable light-induced waveguides,” *Opt. Lett.*, vol. 24, p. 1508, 1999.
- [212] M. Gorram, V. Coda, P. Thévenin, and G. Montemezzani, “Bulk channel-type reconfigurable light-induced waveguides recorded by crossed lateral illumination,” *Appl. Phys. B*, vol. 95, p. 565, 2009.
- [213] V. Coda, C. Ciret, T. Mengis, M. Gorram, G. Montemezzani, M. Chauvet, and F. Devaux, “Anisotropic build-up of photo-induced waveguides in biased photorefractive media,” *Opt. Commun.*, vol. 355, p. 382, 2015.
- [214] M. Klotz, H. X. Meng, G. J. Salamo, M. Segev, and S. R. Montgomery, “Fixing the photorefractive soliton,” *Opt. Lett.*, vol. 24, p. 77, 1999.
- [215] R. S. Cudney, J. Fousek, M. Zgonik, P. Günter, M. H. Garrett, and D. Rytz, “Photorefractive and domain gratings in barium titanate,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 63, p. 3399, 1993.
- [216] M. Jazbinšek and M. Zgonik, “Material tensor parameters of  $\text{LiNbO}_3$  relevant for electro- and elasto-optics,” *Appl. Phys. B*, vol. 74, p. 407, 2002.
- [217] M. Zgonik, R. Schlessler, I. Biaggio, E. Voit, J. Tscherry, and P. Günter, “Materials constants of  $\text{KNbO}_3$  relevant for electro- and acousto-optics,” *J. Appl. Phys.*, vol. 74, p. 1287, 1993.
- [218] M. Zgonik, P. Bernasconi, M. Duelli, R. Schlessler, P. Günter, M. H. Garrett, D. Rytz, Y. Zhu, and X. Wu, “Dielectric, elastic, piezoelectric, electro-optic, and elasto-optic tensors of  $\text{BaTiO}_3$  crystals,” *Phys. Rev. B*, vol. 50, p. 5941, 1994.
- [219] D. C. Zografopoulos, R. Asquini, E. E. Kriezis, A. d’Alessandro, and R. Beccherelli, “Guided-wave liquid-crystal photonics,” *Lab Chip*, vol. 12, p. 3598, 2012.
- [220] J. Beeckman, R. James, F. A. Fernandez, W. De Cort, P. J. M. Vanbrabant, and K. Neyts, “Calculation of Fully Anisotropic Liquid Crystal Waveguide Modes,” *J. Lightwave Technol.*, vol. 27, p. 3812, 2009.
- [221] W. D. Cort, J. Beeckman, T. Claes, K. Neyts, and R. Baets, “Wide tuning of silicon-on-insulator ring resonators with a liquid crystal cladding,” *Opt. Lett.*, vol. 36, p. 3876, 2011.
- [222] F.-C. Hsiao, T.-Y. Lin, and S.-Y. Tseng, “Bandwidth Analysis of Waveguide Mode Converters Based on Optical Analogy of Stimulated Raman Adiabatic

- Passage in Engineered Multimode Waveguides,” *IEEE Photonics J.*, vol. 3, p. 1198, 2011.
- [223] T. Uematsu, Y. Ishizaka, Y. Kawaguchi, K. Saitoh, and M. Koshiba, “Design of a Compact Two-Mode Multi/Demultiplexer Consisting of Multimode Interference Waveguides and a Wavelength-Insensitive Phase Shifter for Mode-Division Multiplexing Transmission,” *J. Lightwave Technol.*, vol. 30, p. 2421, 2012.
- [224] C. P. Tsekrekos and D. Syvridis, “All-Fiber Broadband  $LP_{02}$  Mode Converter for Future Wavelength and Mode Division Multiplexing Systems,” *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 24, p. 1638, 2012.
- [225] D. Ohana and U. Levy, “Mode conversion based on dielectric metamaterial in silicon,” *Opt. Express*, vol. 22, p. 27617, 2014.
- [226] H. Wang, Y. Zhang, Y. He, Q. Zhu, L. Sun, and Y. Su, “Compact Silicon Waveguide Mode Converter Employing Dielectric Metasurface Structure,” *Adv. Opt. Mater.*, vol. 7, p. 1801191, 2019.
- [227] L. Hao, Y. Zhao, Y. Wu, Z. He, Y. Shi, R. Xiao, P. Dai, T. Fang, Z. Han, and X. Chen, “Experimental Demonstration of Compact Mode Converter Based on Conformal Dielectric Metasurface,” *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 32, p. 1143, 2020.
- [228] Z. Li, M.-H. Kim, C. Wang, Z. Han, S. Shrestha, A. C. Overvig, M. Lu, A. Stein, A. M. Agarwal, and M. Lončar, “Controlling propagation and coupling of waveguide modes using phase-gradient metasurfaces,” *Nat. Nanotechnol.*, vol. 12, p. 675, 2017.
- [229] S.-Y. Tseng and M.-C. Wu, “Mode conversion/splitting by optical analogy of multistate stimulated Raman Adiabatic passage in multimode waveguides,” *J. Lightwave Technol.*, vol. 28, p. 3529, 2010.
- [230] G. Della Valle, “Ultracompact low-pass modal filters based on shortcuts to adiabaticity,” *Phys. Rev. A*, vol. 98, p. 053861, 2018.
- [231] L. A. Lugiato, P. Mandel, and L. M. Narducci, “Adiabatic elimination in nonlinear dynamical systems,” *Phys. Rev. A*, vol. 29, p. 1438, 1984.
- [232] C. Ciret, V. Coda, A. A. Rangelov, D. N. Neshev, and G. Montemezzani, “Broadband adiabatic light transfer in optically induced waveguide arrays,” *Phys. Rev. A*, vol. 87, p. 013806, 2013.

- [233] B. W. Shore, "Coherent manipulations of atoms using laser light," *Acta Phys. Slovaca*, vol. 58, p. 243, 2008.
- [234] M. Mrejen, H. Suchowski, T. Hatakeyama, Y. Wang, and X. Zhang, "Experimental Realization of Two Decoupled Directional Couplers in a Subwavelength Packing by Adiabatic Elimination," *Nano Lett.*, vol. 15, p. 7383, 2015.
- [235] N. V. Vitanov, T. Halfmann, B. W. Shore, and K. Bergmann, "Laser-induced population transfer by adiabatic passage techniques," *Annu. Rev. Phys Chem.*, vol. 52, p. 763, 2001.
- [236] I. H. Malitson, "Interspecimen comparison of the refractive index of fused silica," *J. Opt. Soc. Am.*, vol. 55, p. 1205, 1965.
- [237] Y. Zhang, S. Yang, A. E.-J. Lim, G.-Q. Lo, C. Galland, T. Baehr-Jones, and M. Hochberg, "A compact and low loss Y-junction for submicron silicon waveguide," *Opt. Express*, vol. 21, p. 1310, 2013.
- [238] Z. Lin and W. Shi, "Broadband, low-loss silicon photonic Y-junction with an arbitrary power splitting ratio," *Opt. Express*, vol. 27, p. 14338, 2019.
- [239] K. J. Ebeling, *Integrated Optoelectronics*. Berlin : Springer, 1993.
- [240] N. Moiseyev, *Non-Hermitian Quantum Mechanics*. Cambridge : Cambridge University Press, 2011.
- [241] R. Uzdin and N. Moiseyev, "Rapid azimuthal rotation in the Hermitian and non-Hermitian Landau-Zener problem," *J. Phys. A*, vol. 45, p. 444033, 2012.
- [242] N. V. Vitanov and S. Stenholm, "Population transfer via a decaying state," *Phys. Rev. A*, vol. 56, p. 1463, 1997.
- [243] B. W. Shore and N. V. Vitanov, "Overdamping of coherently driven quantum systems," *Contemp. Phys.*, vol. 47, p. 341, 2006.
- [244] J. V. Roey, J. van der Donk, and P. E. Lagasse, "Beam-propagation method : analysis and assessment," *J. Opt. Soc. Am.*, vol. 71, p. 803, 1981.
- [245] K. Kawano and T. Kitoh, *Introduction to optical waveguide analysis : Solving Maxwell's equations and the Schrödinger equation*. New York : John Wiley & Sons, 2001.

- [246] V. Naresh and S. Buddhudu, "Analysis of visible-NIR emission and photoluminescence quenching in  $\text{Er}^{3+}:\text{Bi}_2\text{O}_3\text{-AlF}_3\text{-TeO}_2\text{-B}_2\text{O}_3$  glasses," *Phys. Chem. Glasses : Eur. J. Glass Sci. Technol. B*, vol. 56, p. 255, 2015.
- [247] V. K. Tikhomirov, D. Furniss, A. B. Seddon, M. Ferrari, and R. Rolli, " $\text{Er}^{3+}$  doped ultra-transparent oxy-fluoride glass-ceramics for application in the 1.54  $\mu\text{m}$  telecommunication window," *J. Mater. Sci. Lett.*, vol. 21, p. 293, 2002.
- [248] R. Rolli, M. Montagna, S. Chaussedent, A. Monteil, V. Tikhomirov, and M. Ferrari, "Erbium-doped tellurite glasses with high quantum efficiency and broadband stimulated emission cross section at 1.5  $\mu\text{m}$ ," *Opt. Mater.*, vol. 21, p. 743, 2003.
- [249] W. Sohler, B. K. Das, D. Dey, S. Reza, H. Suche, and R. Ricken, "Erbium-doped lithium niobate waveguide lasers," *IEICE Trans. Electron. C*, vol. E88, p. 990, 2005.
- [250] M. Mattarelli, S. Sebastiani, J. Spirkova, S. Berneschi, M. Brenci, R. Calzolari, A. Chiasera, M. Ferrari, M. Montagna, G. N. Conti, S. Pelli, and G. Righini, "Characterization of erbium doped lithium niobate crystals and waveguides," *Opt. Mater.*, vol. 28, p. 1292, 2006.
- [251] Y. C. Yan, A. J. Faber, H. de Waal, P. G. Kik, and A. Polman, "Erbium-doped phosphate glass waveguide on silicon with 4.1 dB/cm gain at 1.535  $\mu\text{m}$ ," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 71, p. 2922, 1997.
- [252] N. U. Wetter, D. Silverio da Silva, L. Reyes Pires Kassab, and E. Jimenez-Villar, "Improving performance in ytterbium-erbium doped waveguide amplifiers through scattering by large silicon nanostructures," *J. Alloys Compd.*, vol. 794, p. 120, 2019.
- [253] L. H. Slooff, A. van Blaaderen, A. Polman, G. A. Hebbink, S. I. Klink, F. C. J. M. Van Veggel, D. N. Reinhoudt, and J. W. Hofstraat, "Rare-earth doped polymers for planar optical amplifiers," *J. Appl. Phys.*, vol. 91, p. 3955, 2002.
- [254] M. Ziarko, N. Bamiedakis, E. Kumi-Barimah, G. Jose, R. V. Penty, and I. H. White, "Erbium-doped polymer waveguide amplifiers for PCB-integrated optical links," *Proc. SPIE*, vol. 10924, p. 7, 2019.
- [255] K. R. Catchpole and S. Pillai, "Absorption enhancement due to scattering by dipoles into silicon waveguides," *J. Appl. Phys.*, vol. 100, p. 044504, 2006.

- [256] T. Biesenthal, M. Kremer, M. Heinrich, and A. Szameit, “Experimental realization of  $\mathcal{PT}$ -symmetric flat bands,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 123, p. 183601, 2019.
- [257] Q. Li, Y. Song, G. Zhou, Y. Su, and M. Qiu, “Asymmetric plasmonic-dielectric coupler with short coupling length, high extinction ratio, and low insertion loss,” *Opt. Lett.*, vol. 35, p. 3153, 2010.
- [258] R. M. Briggs, J. Grandidier, S. P. Burgos, E. Feigenbaum, and H. A. Atwater, “Efficient coupling between dielectric-loaded plasmonic and silicon photonic waveguides,” *Nano Lett.*, vol. 10, p. 4851, 2010.
- [259] F. Lou, D. Dai, and L. Wosinski, “Ultracompact polarization beam splitter based on a dielectric-hybrid plasmonic-dielectric coupler,” *Opt. Lett.*, vol. 37, p. 3372, 2012.
- [260] J. Chee, S. Zhu, and G. Q. Lo, “CMOS compatible polarization splitter using hybrid plasmonic waveguide,” *Opt. Express*, vol. 20, p. 25345, 2012.
- [261] X. Guan, H. Wu, Y. Shi, L. Wosinski, and D. Dai, “Ultracompact and broadband polarization beam splitter utilizing the evanescent coupling between a hybrid plasmonic waveguide and a silicon nanowire,” *Opt. Lett.*, vol. 38, p. 3005, 2013.
- [262] M. H. Levitt and R. Freeman, “NMR population inversion using a composite pulse,” *J. Magn. Reson. (1969)*, vol. 33, p. 473, 1979.
- [263] A. A. Rangelov, N. V. Vitanov, and G. Montemezzani, “Robust and broadband frequency conversion in composite crystals with tailored segment widths and  $\chi^{(2)}$  nonlinearities of alternating signs,” *Opt. Lett.*, vol. 39, p. 2959, 2014.
- [264] Y. Erlich, A. Rangelov, G. Montemezzani, and H. Suchowski, “Robust, efficient, and broadband SHG of ultrashort pulses in composite crystals,” *Opt. Lett.*, vol. 44, p. 3837, 2019.
- [265] M. Al-Mahmoud, A. A. Rangelov, V. Coda, and G. Montemezzani, “Segmented Composite Optical Parametric Amplification,” *Applied Sciences*, vol. 10, p. 1220, 2020.
- [266] S. S. Ivanov, A. A. Rangelov, N. V. Vitanov, T. Peters, and T. Halfmann, “Highly efficient broadband conversion of light polarization by composite retarders,” *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 29, p. 265, 2012.

- [267] E. Dimova, W. Huang, G. Popkirov, A. Rangelov, and E. Kyoseva, "Broadband and ultra-broadband modular half-wave plates," *Opt. Commun.*, vol. 366, p. 382, 2016.
- [268] M. Al-Mahmoud, V. Coda, A. Rangelov, and G. Montemezzani, "Broadband Polarization Rotator With Tunable Rotation Angle Composed of Three Wave Plates," *Phys. Rev. Applied*, vol. 13, p. 014048, 2020.
- [269] E. Kyoseva, H. Greener, and H. Suchowski, "Detuning-modulated composite pulses for high-fidelity robust quantum control," *Phys. Rev. A*, vol. 100, p. 032333, 2019.
- [270] H. Greener, E. Kyoseva, and H. Suchowski, "Detuning modulated universal composite gates," *arXiv preprint arXiv :2012.04401*, 2020.
- [271] X. Qiang, X. Zhou, J. Wang, C. M. Wilkes, T. Loke, S. O'Gara, L. Kling, G. D. Marshall, R. Santagati, T. C. Ralph, J. B. Wang, J. L. O'Brien, M. G. Thompson, and J. C. F. Matthews, "Large-scale silicon quantum photonics implementing arbitrary two-qubit processing," *Nature Photon*, vol. 12, p. 534, 2018.
- [272] A. Acín, I. Bloch, H. Buhrman, T. Calarco, C. Eichler, J. Eisert, D. Esteve, N. Gisin, S. J. Glaser, F. Jelezko, S. Kuhr, M. Lewenstein, M. F. Riedel, P. O. Schmidt, R. Thew, A. Wallraff, I. Walmsley, and F. K. Wilhelm, "The quantum technologies roadmap : a european community view," *New J. Phys.*, vol. 20, p. 080201, 2018.
- [273] A. Hardy and W. Streifer, "Coupled mode theory of parallel waveguides," *J. Lightwave Technol.*, vol. 3, p. 1135, 1985.
- [274] A. Yariv, "Optical electronics : Saunders college," *California Institute of Technology*, p. 519, 1991.