



**HAL**  
open science

# Contributions à l'étude d'effets optiques et magnoniques dans des hétérostructures fonctionnelles multicouches

Yuliya Dadoenkova

► **To cite this version:**

Yuliya Dadoenkova. Contributions à l'étude d'effets optiques et magnoniques dans des hétérostructures fonctionnelles multicouches. Optique [physics.optics]. Université de Bretagne Occidentale (UBO), 2022. tel-04136219

**HAL Id: tel-04136219**

**<https://hal.science/tel-04136219>**

Submitted on 21 Jun 2023

**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.

**MANUSCRIT EN VUE  
DE L'OBTENTION D'UNE  
HABILITATION À DIRIGER DES RECHERCHES**

**CONTRIBUTIONS À L'ÉTUDE  
D'EFFETS OPTIQUES ET MAGNONIQUES DANS DES  
HÉTÉROSTRUCTURES FONCTIONNELLES MULTICOUCHES**

**YULIYA DADOENKOVA**

**SOUTENANCE EFFECTUÉE LE 26 JANVIER 2022  
DEVANT LE JURY CONSTITUÉ DE**

<b>Mme SOPHIE BOUCHOULE</b>	<b>Rapporteure</b> , Directrice de Recherches au CNRS Centre de Nanosciences et de Nanotechnologies Université Paris-Saclay, Palaiseau
<b>M. YANNICK DUMEIGE</b>	<b>Rapporteur</b> , Professeur des Universités Institut FOTON, ENSSAT, Lannion
<b>M. DIDIER FELBACQ</b>	<b>Rapporteur</b> , Professeur des Universités Laboratoire Charles Coulomb, Université de Montpellier
<b>M. FRÉDÉRIC ZOLLA</b>	<b>Examineur</b> , Professeur des Universités Institut Fresnel, Aix-Marseille Université, Marseille
<b>M. CHRISTIAN PERSON</b>	<b>Examineur</b> , Professeur Laboratoire Lab-STICC, Institut Mines-Télécom Atlantique, Brest
<b>M. YANN LE GRAND</b>	<b>Examineur</b> , Professeur des Universités Laboratoire OPTIMAG, Université de Bretagne Occidentale, Brest
<b>M. YANN BOUCHER</b>	<b>Invité</b> , Maître de Conférences HC Institut FOTON et École Nationale d'Ingénieurs de Brest
<b>M. FLORIAN BENTIVEGNA</b>	<b>Invité</b> , Maître de Conférences HC Laboratoire Lab-STICC, École Nationale d'Ingénieurs de Brest

*à l'Université de Bretagne Occidentale*



# PLAN DU MANUSCRIT

Préambule .....	6
<b>PREMIÈRE PARTIE : ACTIVITÉS DE RECHERCHE .....</b>	<b>9</b>
Liste des acronymes utilisés .....	11
<b>A. Introduction : historique, tendances générales .....</b>	<b>13</b>
A.I. <i>Un bref historique de mon parcours professionnel</i> .....	14
A.II. <i>Thématiques de recherche</i> .....	15
<b>B. Décalages de faisceaux dans des hétérostructures fonctionnelles .....</b>	<b>17</b>
B.I. <i>Contexte des études : les effets Goos-Hänchen et Imbert-Fedorov</i> .....	18
B.II. <i>Décalages de faisceaux optiques induits par une contrainte mécanique</i> .....	20
B.II.1. <i>Système optique bicouche avec contraintes mécaniques</i> .....	21
B.II.2. <i>Effet Goos-Hänchen</i> .....	24
B.II.3. <i>Effet Imbert-Fedorov</i> .....	25
B.II.4. <i>Résumé</i> .....	27
B.III. <i>Contrôle de décalages de faisceaux via des champs électriques et magnétiques externes</i> .....	28
B.III.1. <i>Dans une bicouche électro-optique / magnéto-électrique</i> .....	29
B.III.2. <i>Principe d'un capteur chimique ajustable exploitant l'effet Goos-Hänchen dans un système binaire magnéto-électrique - cristal liquide</i> .....	35
B.III.3. <i>Influence de la température</i> .....	39
B.III.4. <i>Résumé</i> .....	41
B.IV. <i>Effet Goos-Hänchen dans des structures supraconductrices</i> .....	44
B.IV.1. <i>Hétérostructures multicouches supraconductrices et diélectriques</i> .....	44
B.IV.2. <i>Cristal photonique supraconducteur</i> .....	46
B.IV.3. <i>Résumé</i> .....	47
B.V. <i>Effet Goos-Hänchen pour des ondes de spins en régime d'échange</i> .....	48
B.V.1. <i>À l'interface entre deux milieux magnétiques semi-infinis</i> .....	48
B.V.2. <i>Dans une couche mince magnétique</i> .....	51
B.V.3. <i>Résumé</i> .....	54
<b>C. Cristaux photoniques fonctionnels multipériodiques incluant des couches défauts ..</b>	<b>57</b>
C.I. <i>Introduction</i> .....	58
C.II. <i>Cristaux photoniques unidimensionnels avec des défauts supraconducteurs</i> .....	58
C.II.1. <i>Avec une couche défaut</i> .....	59
C.II.2. <i>Avec deux couches défauts supraconductrices</i> .....	60
C.II.3. <i>Résumé</i> .....	62
C.III. <i>Cristaux photoniques-magnoniques multipériodiques</i> .....	63
C.III.1. <i>Spectres des ondes électromagnétiques et des ondes de spins</i> .....	63
C.III.2. <i>États confinés dans un cristal photonique-magnonique à maille élémentaire complexe</i> .....	68
C.III.3. <i>Effets Goos-Hänchen et Faraday dans un cristal photonique-magnonique</i> .....	72

C.III.4. Résumé .....	75
C.IV. <i>Cristaux photoniques diélectriques multipériodiques</i> .....	77
C.IV.1. Classification spectrale de cristaux photoniques tripériodiques .....	77
C.IV.2. Résumé .....	87
C.V. <i>Dépendance polarimétrique de la transmission d'un cristal photonique</i> <i>apériodique déterministe incluant un nanocomposite plasmonique</i> .....	90
C.V.1. Introduction .....	90
C.V.2. Principe d'un filtre dichroïque sensible à la polarisation .....	91
C.V.3. Résumé .....	99
<b>D. Effets tunnel dans deux structures complexes</b> .....	103
D.I. <i>Effet tunnel pour des paquets d'ondes électromagnétiques modulés</i> <i>en fréquence dans un cristal photonique actif</i> .....	104
D.I.1. Introduction : l'effet Hartman dans des cristaux photoniques .....	104
D.I.2. Effet tunnel pour une impulsion modulée en fréquence à travers un cristal photonique .....	105
D.I.3. Retard d'une impulsion non-modulée en fréquence dans un cristal photonique actif .....	108
D.I.4. Retard d'une impulsion modulée en fréquence à la traversée d'un cristal photonique .....	109
D.I.5. Résumé .....	113
D.II. <i>Effet tunnel pour une onde de spins en régime d'échange : effet Hartman</i> .....	115
D.II.1. Introduction .....	115
D.II.2. Modèle théorique .....	115
D.II.3. Effet Hartman pour une onde de spins en régime d'échange.....	119
D.II.4. Résumé .....	120
<b>E. Guide d'ondes complexe avec des couches magnéto-optiques</b> .....	123
E.I. <i>Structures guidantes planaires magnéto-optiques</i> .....	124
E.I.1. Introduction .....	124
E.I.2. Guide d'ondes complexe contenant un cristal photonique et une couche magnétique .....	124
E.I.3. Spectre modal .....	126
E.I.4. Spectre modal dans une approximation en milieu effectif .....	131
E.I.5. Résumé .....	132
E.II. <i>Supermodes dans deux guides d'ondes bigyrotropes couplés</i> .....	134
E.II.1. Guides d'ondes magnétiques couplés .....	134
E.II.2. Résumé .....	138
<b>F. Amplification de plasmons polaritons de surface par un courant électrique</b> <b>    dans des structures à base de carbone</b> .....	139
F.I. <i>Introduction : méthodes d'amplification de plasmons polaritons de surface</i> .....	140
F.II. <i>Génération et amplification de plasmons polaritons de surface dans</i> <i>une structure contenant du graphène</i> .....	140
F.II.1. Condition d'obtention de l'amplification par un courant électrique continu .....	140
F.II.2. Amplification résonante dans une structure à rétroaction distribuée .....	144
F.II.4. Résumé .....	146

F.III. <i>Amplification résonante de plasmons polaritons de surface par un courant électrique dans un nanotube de carbone</i> .....	147
F.III.1. Condition d'obtention de l'amplification dans un nanotube de carbone ..	147
F.III.2. Influence d'un substrat à indice de réfraction modulé .....	150
F.III.3. Résumé .....	152
<b>G. Effets optiques non linéaires induits par interaction acousto-optique</b> .....	155
G.I. <i>Introduction</i> .....	156
G.II. <i>Processus en cascade de la diffraction non-linéaire d'une onde lumineuse par des ondes acoustiques stationnaires</i> .....	157
G.II.1. Description analytique de la diffraction acousto-optique non-linéaire ...	157
G.II.2. Comparaison des processus en cascade de diffraction acousto-optique non linéaire .....	162
G.II.3. Résumé .....	165
G.III. <i>Effet Goos-Hänchen pour la diffusion Brillouin de la lumière par des phonons acoustiques</i> .....	166
G.III.1. Processus direct et en cascade de l'effet Goos-Hänchen associé à la diffusion Brillouin de la lumière par une onde acoustique progressive ...	166
G.III.2. Résumé .....	169
<b>H. Bilan des encadrements de recherche</b> .....	171
H.I. <i>Stages de master recherche et équivalents</i> .....	172
H.II. <i>Thèse de doctorat</i> .....	172
<b>DEUXIÈME PARTIE : ACTIVITÉS D'ENSEIGNEMENT</b> .....	173
<b>I. Résumé chronologique</b> .....	175
<b>II. Création d'enseignements</b> .....	176
<b>TROISIÈME PARTIE : PUBLICATIONS ET COMMUNICATIONS</b> .....	177
<b>I. Publications</b> .....	179
I.1. Chapitres de livres .....	179
I.2. Publications dans des revues internationales à comité de lecture .....	179
I.3. Autres publications .....	182
<b>II. Communications</b> .....	184
II.1. Communications internationales orales .....	184
II.1. Communications internationales par affiche .....	186
II.2. Communications nationales .....	188
<b>QUATRIÈME PARTIE : FAC-SIMILÉS D'UNE SÉLECTION DE PUBLICATIONS</b> .....	189

## PRÉAMBULE

E là dove la natura decide di collocare i propri limiti, esplode lo spettacolo.  
Alessandro Baricco, *Oceano mare*.

L'idée de ce manuscrit a été conçue exactement au moment où, en 2012, j'ai constaté que j'avais suffisamment de contenu pour ma thèse de doctorat pour ne pas devoir y inclure des résultats de recherche que je venais d'obtenir sur un sujet qui à l'époque était nouveau pour moi. Je les présenterai dans mon manuscrit d'habilitation, pensai-je alors, sachant que tôt ou tard, sous une forme ou une autre, à un endroit ou à un autre, ce manuscrit existerait. Cette idée s'est renforcée lors du travail sur mon premier chapitre d'ouvrage collectif, dont je me souviens non seulement par le contenu, mais aussi par le lieu de son écriture — dans une cabane au bord de la mer d'automne refroidie en 2014, juste après avoir dû quitter ma ville natale. Et maintenant, sept ans plus tard, l'idée est devenue réalité - dans une ville au bord d'une autre mer, où je suis arrivée après un long chemin et beaucoup de détours. Il se trouve qu'en épigraphe de mon travail, j'ai repris une phrase du livre *Océan mer* d'Alessandro Baricco: « Et là où la nature décide de poser ses limites, le spectacle explose ». Là où une onde rencontre un milieu, des effets intéressants se produisent, dont l'étude est au centre de mon travail scientifique.

On peut dire que le matériau de ce manuscrit a été préparé entre l'emballage et le déballage des mes valises. Avant et après avoir défendu ma thèse de doctorat, je me suis souvent déplacée d'un endroit à l'autre — à Poznań (Pologne), à Exeter (Royaume-Uni), à Ulyanovsk et à Veliky Novgorod (Russie), et, finalement, à Brest (France). Dans mon parcours scientifique, je n'ai jamais été seule, et j'exprime ma gratitude à tous mes co-auteurs d'avoir partagé leur expérience avec moi et de m'avoir ouvert de nouvelles directions de recherche.

Merci à mon premier conseiller scientifique, Igor Lyubchanskii, et, où qu'ils soient maintenant géographiquement, à tous les collègues du cinquième département de l'Institut Physique et Technologique de Donetsk (Ukraine), où j'ai commencé ma carrière scientifique. Un grand merci au chef de département Youri Medvedev pour m'avoir accueillie à Rousskaya Mamà en 2014.

Merci à Volodymyr Krugliak de m'avoir donné l'opportunité de découvrir l'Angleterre et, en particulier, maintenant mon Devonshire bien-aimé. Je me souviens avec un sourire d'une inondation à Exeter pendant mon court séjour.

Merci à Maciej Krawczyk et à son groupe de l'Université Adam Mickiewicz de Poznań (Pologne), Jaroslav Kłos, Mikhael "Misha" Sokolovsky et Javier Romero-Vivas pour leur aide dans l'étude d'un nouveau sujet pour moi : les ondes de spins. C'est cette activité qui est devenue le point de départ pour moi dans la création de ce manuscrit. Merci pour votre hospitalité et les moments inoubliables que j'ai passés à vivre sur le campus universitaire. Cher Javier, merci Tovarisch pour ton humour et merci de m'avoir inspiré l'apprentissage de l'espagnol et de l'italien ! Tu es pour moi le standard d'une personne qui aime la vie.

Un grand merci aussi aux collègues du Laboratoire d'Électronique Quantique et d'Optoélectronique de l'Université d'État d'Ulyanovsk, Igor Zolotovskiy, Kristina Borisova, Sergei Moiseev, Dmitry Sannikov et Ivan Panyaev, pour leur soutien et leur coopération fructueuse dans le domaine de la plasmonique et de la photonique, qui se poursuit à ce jour. Kristina et Igor, je n'oublierai jamais votre soutien moral dans une période difficile pour moi après avoir dû quitter mon pays.

Merci encore, pour leur invitation à participer à une recherche conjointe sur l'effet magnétoélectrique, à Mirza Bichurin et Roman Petrov de l'Université d'État de Novgorod. Merci pour votre hospitalité, pour m'avoir fait découvrir les sites historiques de cette vieille cité, et pour le voyage au musée de Feodor Dostoyevsky à Staraya Roussa.

Je remercie enfin mes collègues à l'École Nationale d'Ingénieurs de Brest. Merci à Florian Bentivegna pour sa patience, son aide et son soutien qu'il m'a donnés pendant tout ce temps, depuis que nous nous sommes rencontrés pour la première fois en conférence à Bad Honnef. Merci également, pour son aide et ses conseils, à Yann Boucher.

Merci à Igor Glukhov, dont je suis co-encadrante de la thèse de doctorat. Que ferais-je sans nos longues conversations sur le cinéma et la science-fiction ! Je suis très heureuse de t'avoir rencontré si loin de notre patrie commune.

Je veux également exprimer ma gratitude, pour leur aide et leur soutien, au directeur de l'ENIB, Alexis Michel, au directeur général des services Richard Ménager, à Viviane Lardeur, Karine Ingouf, Jean-Luc Berthevas. Merci à Clarisse Stouvenot et Sandrine Kerebel pour de m'avoir donné la possibilité de suivre le cours de français langue étrangère. Je remercie aussi Céline Ansquer pour m'avoir encouragée à rejoindre l'équipe pédagogique de l'ENIB.

Et enfin un grand merci, pour leur soutien, à mes proches et à mes amis, peu importe à quelle distance ils se trouvent de moi. Nous sommes éparpillés dans différents pays et même continents, donc vos paroles aimantes me sont particulièrement chères. Yarik, lors de mes pérégrinations, ton soutien m'a aidée à supporter ce rythme effréné, et Marcel-le-Teckel m'a procuré un sentiment de sécurité. Dima, au moment où j'étais à la croisée des chemins, tu m'as prouvé que le chemin vers l'est était possible. Merci aussi à tous ceux qui m'ont soutenue ici en France, en particulier, à Catherine et ses fils et à Natacha Boucher.

Et le plus grand merci, je l'adresse à ma famille et à mon Norsken-le-Chat. Mes grands-parents et ma mère sont une source de soutien immense, et ma mère, par son exemple, m'a montré le chemin de la science. Merci mes chers !

Этот манускрипт задумался ровно в тот момент, когда в 2012 году я поняла, что у меня достаточно материала для кандидатской диссертации, чтобы я могла не включать в неё только что полученные результаты исследований по новой для меня тематике. Их я изложу уже в докторской диссертации, подумала я тогда, зная, что рано или поздно, в том или ином виде, в том или ином месте, но этому манускрипту быть. Эта идея окрепла во время работы над моей первой коллективной монографией, памятной мне не только содержанием, но и местом написания – в крохотном домике на берегу остывшего осеннего моря, после того как я была вынуждена покинуть мою малую родину. И вот, семь лет спустя, задумка воплотилась в жизнь – в городе на берегу другого моря, куда мне довелось попасть длинным кружным путём. Так совпало, что эпиграфом к моей работе я взяла фразу из книги Алессандро Барикко «Море-Океан»: «Там, где природа решает поместить свои пределы, рождается незаурядное зрелище». Там, где волна встречается со средой, возникают интересные эффекты, исследованию которых и посвящена моя научная деятельность.

Можно сказать, что материал для этого манускрипта набирался в периоды между запаковкой и распаковкой чемоданов. И до, и после защиты кандидатской я то и дело переезжала с места на место – Познань (Польша), Эксетер (Великобритания), Ульяновск и Великий Новгород (Россия), и, наконец, Брест (Франция). На моём научном поприще я никогда не была в одиночестве, и я выражаю благодарность всем моим соавторам.

Спасибо моему первому научному руководителю, Игорю Любчанскому, и, где бы географически они ни были сейчас, всем коллегам из пятого отдела Донецкого физико-технического института им. А. А. Галкина, где я начинала свою научную деятельность. Большое спасибо заведующему отделом Юрию Владимировичу Медведеву за гостеприимство на «Русской Маме» в 2014 году.

Спасибо Владимиру Кругляку за предоставленную мне возможность открыть для себя Англию и, в частности, теперь мой любимый Девоншир. Я с улыбкой вспоминаю наводнение в Эксетере во время моего недолгого пребывания.

Огромное спасибо коллективу НИТИ им. Капицы Ульяновского государственного университета: Игорю Золотовскому, Кристине Борисовой, Сергею Моисееву, Дмитрию Санникову и Ивану Паняеву за их поддержку и за плодотворное сотрудничество в области плазмоники и фотоники, которое продолжается и по сей день. Кристина Васильевна и Игорь Олегович, я никогда не забуду вашу моральную поддержку в трудное для меня время после отъезда из моей страны.

Спасибо за приглашение поучаствовать в совместных исследованиях магнитоэлектрического эффекта Мирзе Бичурину и Роману Петрову из Новгородского государственного университета. Спасибо за гостеприимство, за знакомство с историческими местами древнего города и за поездку в музей Федора Достоевского в Старой Руссе.



Thanks to Maciej Krawczyk and his group from Adam Mickiewicz University in Poznań (Poland), Jarosław Kłos, Mikhael "Misha" Sokolovsky and Javier Romero-Vivas for their help in studying a new topic for me: spin waves. It is this activity that became the starting point for me in the creation of this manuscript. Thank you for your hospitality and the unforgettable moments I spent living on the university campus. Dear Javier, thank you Tovarisch for your humor and for inspiring me to learn Spanish and Italian! You are for me the standard of a person who loves life.

Наконец, я хотела бы поблагодарить моих коллег из Брестской национальной инженерной школы. Спасибо Флориану Бентивенья за его терпение, помощь и поддержку, которую он оказывал мне всё это время, с тех пор как мы впервые встретились на конференции в Бад-Хоннефе. Спасибо также за помощь и советы Яну Буше.

Спасибо Игорю Глухову, у которого я являюсь соруководителем кандидатской диссертации. Что бы я делала без наших долгих разговоров о кино и фантастике! Я очень счастлива нашей встрече так далеко от нашей общей родины.

И огромное спасибо за поддержку моим близким и друзьям, как бы далеко они ни были. Нас разбросало по разным странам и даже континентам, поэтому ваши добрые слова особенно дороги мне. Ярик, во время моих скитаний твоя поддержка помогла мне выдержать этот бешеный ритм, а такса Марсель дала мне чувство безопасности. Дима, в момент, когда я находилась на перепутье, ты доказал мне, что путь на восток возможен. Спасибо также всем тем, кто поддерживал меня здесь, во Франции, в частности, Катрин и её сыновьям и Наташе Буше.

И самое большое спасибо я адресую моей семье и моему коту Норскену. Мои дедушка и бабушка и моя мама — огромная поддержка, а мама своим примером указала мне путь в науку. Спасибо, мои дорогие!

---

**PREMIÈRE PARTIE : ACTIVITÉS DE RECHERCHE**

---



## LISTE DES ACRONYMES UTILISÉS

Dans certains cas ci-dessous, et dans le texte de ce manuscrit, j'ai choisi d'utiliser des acronymes anglo-saxons quand leur usage est bien établi.

<b>CL :</b>	cristal liquide
<b>DAONL :</b>	diffraction acousto-optique non linéaire
<b>DBR :</b>	réflecteur de Bragg distribué ( <i>distributed Bragg reflector</i> )
<b>FM :</b>	ferromagnétique(s)
<b>GGG :</b>	grenat de gadolinium-gallium
<b>GH :</b>	Goos-Hänchen
<b>IF :</b>	Imbert-Fedorov
<b>ITO :</b>	oxyde d'indium-étain ( <i>indium tin oxide</i> )
<b>ME :</b>	magnéto-électrique
<b>MO :</b>	magnéto-optique
<b>NP :</b>	nanoparticule
<b>NTC :</b>	nanotube de carbone
<b>OEM :</b>	onde électromagnétique
<b>PPS :</b>	plasmon polariton de surface
<b>TE :</b>	transverse électrique
<b>TM :</b>	transverse magnétique
<b>TMOKE :</b>	effet Kerr magnéto-optique transversal ( <i>transverse magneto-optical Kerr effect</i> )
<b>SuC :</b>	supraconducteur / supraconductrice
<b>SHG :</b>	génération de deuxième harmonique ( <i>second harmonic generation</i> )
<b>YIG :</b>	grenat de fer et d'yttrium ( <i>yttrium iron garnet</i> )



**A. INTRODUCTION : HISTORIQUE, TENDANCES GÉNÉRALES**

Dans cette section, je présente brièvement mon parcours professionnel et les thématiques de recherche sur lesquelles j'ai travaillé après ma thèse en collaboration avec des chercheurs d'Ukraine, de Russie, des Pays-Bas, de Corée du Sud, de Pologne et de France.

### A.I. UN BREF HISTORIQUE DE MON PARCOURS PROFESSIONNEL

Ma recherche scientifique porte sur la modélisation des interactions entre des ondes électromagnétiques et des hétérostructures multicouches minces fonctionnelles (constituées de milieux aux propriétés plasmoniques, magnétiques, magnéto-électriques, électro-optiques, supraconductrices ou encore optiquement non-linéaires). Les méthodes utilisées font essentiellement appel à des approches analytiques (résolution des équations de Maxwell, conditions aux interfaces) basées sur le formalisme des matrices de transfert, en prenant en compte la nature tensorielle des propriétés constitutives (permittivité, perméabilité, ...) de milieux en général anisotropes.

Je suis diplômée de l'Université Nationale de Donetsk (Ukraine), où j'ai obtenu un master en Physique en 2008. La même année, j'ai commencé mon doctorat sous la direction du Pr. Igor LYUBCHANSKII à l'Institut Physique et Technologique "A. A. Galkin" de Donetsk dépendant de l'Académie des Sciences d'Ukraine. Ma thèse de Doctorat a été consacrée aux effets magnéto-optiques dans des structures photoniques magnétiques et optiquement non-linéaires. Une thèse dure en général plus de 3 ans en Ukraine. La date de soutenance dépend du calendrier du jury permanent élu au sein de l'établissement. Après la soutenance, le doctorat doit être validé par le comité de validation de l'État, ce qui dans mon cas s'est produit en janvier 2014, après une soutenance effectuée le 1<sup>er</sup> novembre 2013.

En 2011, j'ai été nommée chercheuse junior à l'Institut Physique et Technologique de Donetsk dans l'équipe du Pr. Igor LYUBCHANSKII. En tant que membre de ce groupe, j'ai participé à des projets financés par l'UE *via* des programmes Marie Skłodowska-Curie : FP7 Marie Skłodowska-Curie, RISE (Research and Innovation Staff Exchange, 2009-2014, projet No. 247556 « NoWaPhen ») et Horizon 2020 Marie Skłodowska-Curie, 2015-2019 (projet 644348 « MagIC »). Grâce à ces projets, j'ai collaboré avec l'équipe du Pr. Maciej KRAWCZYK de l'Université Adam Mickiewicz à Poznań (Pologne). Au cours de cette collaboration fructueuse, nous avons étudié pour la première fois des cristaux photoniques-magnoniques, c'est-à-dire des structures multipériodiques possédant des bandes interdites à la fois dans le spectre des ondes électromagnétiques et celui des ondes de spins. Nous avons également prédit pour la première fois la possibilité d'une réflexion non spéculaire (un décalage latéral par rapport à la position de la réflexion géométrique) d'une onde de spins dominée par l'interaction d'échange entre spins — un effet analogue à l'effet dit Goos-Hänchen précédemment étudié pour d'autres ondes et quasiparticules : ondes électromagnétiques, ondes acoustiques, faisceaux d'électrons et de neutrons. En dehors de ces études de systèmes magnoniques, j'ai concentré mes recherches sur la réponse optique de structures multicouches supraconductrices. Ce sujet de recherche a été développé en collaboration avec le Pr. Theo RASING de Radboud Universiteit à Nijmegen (Pays-Bas) et le Pr. YoungPak LEE de l'Université Hanyang à Séoul (Corée du Sud).

À l'automne 2014, j'ai rejoint l'équipe du Dr. Igor ZOLOTOVSKII dans le Laboratoire d'Électronique Quantique et d'Optoélectronique de l'Université d'État d'Ulyanovsk (Fédération de Russie) avec un contrat de chercheuse senior. En travaillant dans cette équipe, j'ai poursuivi l'étude de cristaux photoniques et de systèmes magnéto-optiques (en collaboration encore avec le Pr. Igor LYUBCHANSKII de l'Institut Physique et Technologique de Donetsk, et aussi avec le Pr. Dmitry SANNIKOV et la Pr. Nataliya DADOENKOVA de l'Université d'État d'Ulyanovsk). J'ai également étendu mes thèmes de recherche à des études théoriques de plasmons polaritons de surface dans des structures à base de carbone (graphène et nanotubes de carbone).

En 2015-2017 j'ai également été associée à l'équipe du Pr. Mirza BICHURIN de l'Université d'État de Novgorod à Velikiy Novgorod (Fédération de Russie), où j'ai travaillé sur des décalages de faisceau optique

---

dans des milieux magnétoélectriques et sur le principe d'un capteur chimique exploitant cet effet. Cette thématique a été développée en collaboration avec le Dr. Florian BENTIVEGNA de l'École Nationale d'Ingénieurs de Brest (ENIB, France) pendant plusieurs visites à Brest financées par le plan de soutien à la recherche de l'ENIB. En outre, en collaboration avec le Dr. Florian BENTIVEGNA et le Dr. Yann BOUCHER (Institut FOTON, UMR 6082, Lannion, et ENIB), j'ai participé à l'étude de guides d'ondes magnétiques couplés.

Cette expérience m'a permis d'obtenir une bourse post-doctorale à l'ENIB (financée par le Conseil Régional de Bretagne et co-financée par l'ENIB), et j'ai rejoint le laboratoire Lab-STICC en 2019. Dans le cadre de mon contrat de recherche post-doctorale à l'ENIB, en collaboration avec le Dr. Florian BENTIVEGNA, je me suis également intéressée à la possibilité de réaliser l'amplification résonante d'une onde électromagnétique dans un cristal photonique amplificateur 1D dans lequel une couche défaut est insérée. Cette thématique entre aussi dans le cadre de la thèse d'Igor GLUKHOV, dont je suis actuellement co-encadrante pour un taux d'encadrement de 1/3, et qui est co-dirigée en co-tutelle internationale par le Dr. Florian BENTIVEGNA (ENIB, laboratoire Lab-STICC) et le Dr. Sergey MOISEEV (Université d'État d'Ulyanovsk, Russie).

Depuis février 2021, je suis enseignante-chercheuse contractuelle à l'ENIB dans le cadre du programme PAUSE du Collège de France. Je poursuis des recherches sur des cristaux photoniques multipériodiques (en collaboration avec le Pr. Dmitry SANNIKOV et la Pr. Nataliya DADOENKOVA de l'Université d'État d'Ulyanovsk), des effets non spéculaires à la réflexion/transmission des ondes électromagnétiques (avec Florian BENTIVEGNA et Igor GLUKHOV de l'ENIB), ainsi que sur la génération et l'amplification de plasmons polaritons de surface dans des structures à base de carbone (avec le Dr. Igor ZOLOTOVSKII et le Dr. Sergey MOISEEV de l'Université d'État d'Ulyanovsk et le Dr. Florian BENTIVEGNA de l'ENIB).

Dans ce manuscrit, je présente les études les plus importantes, de mon point de vue, que j'ai menées après l'obtention de mon Doctorat et qui ont fait l'objet de publications dans des revues scientifiques (voir ma liste de publications). Pour les résultats que je ne détaille pas dans le manuscrit, un court résumé est présenté à la fin de la sous-section correspondante.

### A.II. THÉMATIQUES DE RECHERCHE

L'idée générale de mes recherches est de montrer la possibilité de contrôler la propagation d'ondes (ondes électromagnétiques ou ondes de spins) dans des structures fonctionnelles à l'aide de sources externes. Une structure fonctionnelle est caractérisée par au moins un paramètre caractéristique qui peut être contrôlé par une source externe telle que, par exemple, un champ électrique ou magnétique, la température, ou même par interaction de la structure avec des ondes, par exemple avec des ondes acoustiques, qui change sa réponse optique. De tels systèmes peuvent être constitués de couches minces magnétiques (contrôle *via* un champ magnétique), de couches supraconductrices (contrôle *via* la température), de couches électrooptiques ou semiconductrices, ou encore de cristaux liquides, ainsi que des structures à base de carbone – graphène et nanotubes de carbone (contrôle *via* un champ électrique et/ou un courant électrique). D'autre part, la présence de composites incluant des nanoparticules métalliques asphériques permet un contrôle de la polarisation d'une onde électromagnétique *via* l'excitation de résonances plasmoniques de surface par interaction de l'onde avec le sous-système métallique.

En combinant plusieurs milieux fonctionnels dans une même hétérostructure, on peut atteindre un contrôle efficace des propriétés d'ondes de nature différente (ondes électromagnétiques, y compris des plasmons polaritons de surface, ondes de spins) en interaction avec le système. Ce dernier peut être de structure



et de géométrie variables. Dans mes études, j'ai ainsi considéré des empilements multicouches (bicouches, tricouches, structures à bandes interdites : cristaux photoniques et cristaux magnoniques) mais aussi des guides d'ondes photoniques et plasmoniques.

Les réponses de structures fonctionnelles ainsi contrôlées auxquelles j'ai consacré mon attention sont les suivantes : effets non spéculaires à la réflexion ou à la transmission (effets Goos-Hänchen et Imbert-Fedorov) et effet tunnel (effet Hartman) pour des ondes électromagnétiques et des ondes de spins ; effets magnéto-optiques linéaires (effets Kerr et Faraday).

Dans le Tableau A1 ci-dessous, je résume l'ensemble des études que j'ai menées.

**Tableau A1 : Systèmes et effets étudiés**

Systèmes	Nanocomposites	Monocouches de nanoparticules métalliques dans une matrice semiconductrice Nanocomposites diélectriques
	Couches minces et multicouches	Diélectriques Magnétiques Électro-optiques Cristaux liquides Semiconductrices Supraconductrices
	Guides d'ondes	Magnétiques Plasmoniques Guides d'ondes couplés Guides d'ondes à base de cristal photonique
	Structures à bande interdite	Cristaux photoniques Cristaux magnoniques Cristaux photoniques-magnoniques
	Nanostructures à base de carbone	Graphène monocouche Nanotubes de carbone
Ondes	Ondes électromagnétiques	
	Plasmons polaritons de surface	
	Ondes de spin	
Effets	Décalages de faisceaux	Effets Goos-Hänchen et Imbert-Fedorov
	Effets magnéto-optiques	Effets Kerr et Faraday
	Effet tunnel	Effet Hartman
Paramètre de contrôle	Champ électrique Champ magnétique Température Ondes acoustiques	

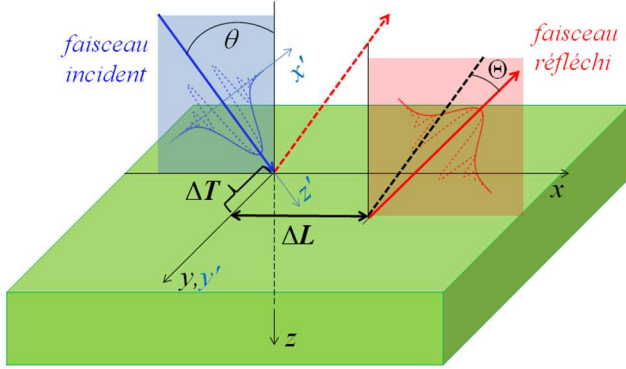
### **B. DÉCALAGES DE FAISCEAUX DANS DES HÉTÉROSTRUCTURES FONCTIONNELLES**

Cette section est consacrée à des études théoriques d'effets non spéculaires (décalages latéral et transversal de faisceaux réfléchis ou réfractés par une hétérostructure par rapport à leur position dans une approche géométrique) et à leur contrôle *via* des sources externes. Ces effets se sont révélés sensibles au changement des paramètres caractéristiques des constituants de la structure (par exemple, l'indice de réfraction) ainsi qu'à la polarisation de l'onde incidente. De tels décalages de faisceaux sont intéressants pour leur utilisation dans des capteurs, des multiplexeurs, des commutateurs, et leur amélioration et leur contrôle externe sont un sujet de recherche prometteur.

Je commence par mes études de décalages de faisceaux optiques induites par une contrainte mécanique dans un système magnétique. Nos résultats montrent que les décalages de faisceaux induits par la contrainte peuvent atteindre de grandes valeurs, mais manifestent une faible dépendance vis-à-vis d'un champ magnétique externe. Nous proposons donc un système présentant une forte interaction magnéto-optique et électro-optique afin de contrôler les décalages de faisceaux avec des champs magnétique et électrique externes. Nous discutons le principe d'un capteur chimique et d'un capteur de température à base de décalages de faisceau optique dans un système contenant une cellule à cristaux liquides dont les propriétés optiques dépendent d'un champ électrique externe et de la température. La dépendance à la température du décalage de faisceau a également été étudiée dans quelques systèmes supraconducteurs. Enfin, nous avons montré que le décalage latéral d'un faisceau peut être observé non seulement pour des ondes électromagnétiques, mais aussi pour des ondes de spins.

## B.I. CONTEXTE DES ÉTUDES : LES EFFETS GOOS-HÄNCHEN ET IMBERT-FEDOROV

En règle générale, un paquet d'ondes gaussien monochromatique de polarisation elliptique en réflexion sous incidence oblique sur la surface d'une structure optique subit, par rapport aux prédictions de l'Optique Géométrique, un décalage Goos-Hänchen (GH) latéral non négligeable dans le plan d'incidence [1] (dans la figure ci-dessous, le long de l'axe des  $x$ ), ainsi qu'un décalage angulaire  $\Theta$  dans le même plan, et un décalage Imbert-Fedorov (IF) transversal [2, 3] perpendiculaire au plan d'incidence (c'est-à-dire, ici, le long de l'axe  $y$ ). Les décalages spatiaux sont notés respectivement  $\Delta L$  et  $\Delta T$ , sur la figure B1.



**Fig. B1.** Géométrie des effets GH et IF pour la réflexion d'un faisceau gaussien. Le plan d'incidence du faisceau est  $(xz)$  et son angle d'incidence est  $\theta$ . Le décalage GH spatial est  $\Delta L$  et le décalage angulaire est  $\Theta$ , et le décalage IF est  $\Delta T$ . Les courbes continues et pointillées indiquent respectivement la valeur absolue et la partie réelle du champ électrique optique des faisceaux incident (en bleu) et réfléchi (en rouge). La flèche rouge pointillée montre la direction de la réflexion spéculaire sans décalage latéral ni angulaire.

Le décalage latéral spatial peut être obtenu avec l'approche en phase stationnaire proposée par Artmann [4]. En supposant un faisceau gaussien incident de waist  $w_0$  dont la distribution transversale du champ le long de l'axe des  $x$  s'écrit :

$$E^{(i)}(x) = E_0 \exp\left[-\frac{x^2 \cos^2 \theta}{w_0^2}\right], \quad (\text{B1})$$

le profil spatial  $E^{(r)}(x)$  du champ réfléchi est la transformée de Fourier inverse du produit de convolution entre la transformée de Fourier  $\tilde{E}^{(i)}(K)$  du profil de champ incident et la fonction de réflexion complexe  $\mathfrak{R}(k_x)$  du système — où  $k_x$  est la composante du vecteur d'onde le long de l'axe des  $x$ , dont la distribution des valeurs provient de la divergence angulaire du faisceau gaussien :

$$E^{(r)}(x) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{E}^{(i)}(K) \mathfrak{R}(K + k_c) \exp(iKx) dK, \quad (\text{B2})$$

$$\tilde{E}^{(i)}(K) = \int_{-\infty}^{\infty} E^{(i)}(x) \exp(-iKx) dx,$$

où  $k_c$  est le vecteur d'onde central du faisceau incident et  $K = k_x - k_c$ . La fonction de réflexion complexe  $\mathfrak{R}(k_x)$  peut être écrite sous la forme :

$$\mathfrak{R}(k_x) = \exp\left[-i(\psi(k_x) + i \ln R(k_x))\right], \quad (\text{B3})$$

où  $\psi(k_x) = \arg[\mathfrak{R}(k_x)]$  est le déphasage entre les ondes réfléchi et incidente et  $R = |\mathfrak{R}|$ . Une expression approximative de  $E^{(r)}(x)$  peut être obtenue *via* un développement de Taylor de  $\Phi(k_x) = \psi(k_x) + i \ln R(k_x)$  au voisinage de  $k_c$  :

$$\Phi(k_x) \approx \Phi(k_c) + K \frac{\partial(\psi + i \ln R)}{\partial k_x} + \frac{K^2}{2} \frac{\partial^2(\psi + i \ln R)}{\partial k_x^2} + \dots, \quad (\text{B4})$$

où toutes les dérivées sont calculées pour  $k_x = k_c$ . En négligeant les termes supérieurs au second ordre dans la série de Taylor, on peut montrer que le décalage latéral du paquet d'ondes réfléchi s'écrit alors simplement :

$$\Delta L = -\frac{\partial \psi}{\partial k_x} - \frac{\partial \ln R}{\partial k_x} \frac{\partial^2 \psi}{\partial k_x^2} \left( w_0^2 + \frac{\partial^2 \ln R}{\partial k_x^2} \right)^{-1}, \quad (\text{B5})$$

tandis que le décalage angulaire peut en première approximation être exprimé comme :

$$\Theta = -(\theta_0^2 / 2) \frac{\partial(\ln R)}{\partial k_x}. \quad (\text{B6})$$

L'angle  $\theta_0 = \lambda_0 / (\pi w_0)$  traduit la divergence du faisceau incident de longueur d'onde  $\lambda_0$ . Le décalage latéral GH  $\Delta L$  est considéré comme positif vers la direction positive de l'axe  $x$ , et le décalage angulaire est compté positif pour une rotation dans le sens d'aiguille d'une montre par rapport à la direction positive de l'axe  $y$  (dans la figure B1, les deux décalages sont donc positifs).

Le décalage IF peut également être déduit de coefficients de réflexion complexes  $\mathfrak{R}_s$  et  $\mathfrak{R}_p$  comme [5]:

$$\Delta T = -\frac{a_p a_s \cot \theta}{k_0 (R_s^2 a_s^2 + R_p^2 a_p^2)} \left[ (R_p^2 + R_s^2) \sin \delta + 2 R_p R_s \sin(\delta + \psi_s - \psi_p) \right], \quad (\text{B7})$$

où  $\mathfrak{R}_{p,s} = R_{p,s} \exp(i\psi_{p,s})$ , et  $a_{p,s} \in \mathbb{R}^+$  et  $\delta$  sont liés au champ électrique normalisé (ou le vecteur de Jones) du faisceau incident défini comme  $\mathbf{e} = a_p \hat{\mathbf{x}} + a_s \exp(i\delta) \hat{\mathbf{y}}$ , avec  $a_p^2 + a_s^2 = 1$ . Notons que l'équation (B7) n'est pas valide en incidence normale (où la valeur du décalage IF diverge vers l'infini), où les notions de polarisations  $s$  et  $p$ , ainsi que la distinction entre le décalage GH dans le plan d'incidence et le décalage IF perpendiculaire à ce plan, perdent leur sens.

Il a été rapporté que ces décalages de faisceaux peuvent prendre de grandes valeurs au voisinage des minima du coefficient de réflexion, par exemple, aux angles de Brewster [6-8], à la réflexion interne totale [1, 9], aux bords de bandes interdites photoniques dans des cristaux photoniques [10], etc. Les mesures directes [11], la méthode interférométrique [12, 13], et les mesures faibles basées sur la technique d'amélioration du signal se sont avérées efficaces dans les mesures précises du décalage GH [8, 9, 14-17].

La sensibilité du décalage GH à de minuscules changements dans l'indice de réfraction du système peut être utilisée pour la fabrication de capteurs bio- et chimiques [18, 19], de capteurs à résonance plasmonique de surface [20] et dans la détection d'indice de réfraction [21]. Le décalage GH dépendant de la température peut être utilisé dans les capteurs de température [22, 23]. Les principes de commutateurs optiques [24], de diviseurs de faisceau [25] et de dé/multiplexeurs [26] ont été proposés sur la base de l'effet GH. Il a été proposé d'utiliser l'effet GH dans le fonctionnement différentiel optique et la détection de contour d'image [27]. Les mesures de changements de décalage latéral peuvent ainsi être utilisées dans la détection d'intensité de champ électrique et magnétique [28].

Le contrôle de l'effet GH a été étudié dans différents milieux et structures fonctionnels. Le champ magnétique externe peut régler le décalage GH dans les milieux magnétiques [15, 29-34]. De même, dans des

systèmes magnéto-optiques (MO) et/ou électro-optiques, il peut être contrôlé *via* des champs électriques et magnétiques externes [31, 35-37]. Le décalage GH peut être induit par effet électro-optique [38] et par déformation du désaccord de maille, qui est l'un des résultats de mes recherches [6]. Il était donc important d'étendre les études de contrôle et d'amélioration de décalages de faisceaux dans des milieux fonctionnels.

### Références

1. H. Hänchen and F. Goos, *Ann. Phys. (Leipzig)* **436**, 333 (1947).
2. F. I. Fedorov, *Dokl. Akad. Nauk SSSR*, **105**, 465 (1955) – en Russe
3. C. Imbert, *Phys. Rev. D* **5**, 787 (1972).
4. K. Artmann, *Ann. Phys. (Leipzig)* **1-2**, 87 (1948).
5. A. Aiello and J. P. Woerdman, *Opt. Lett.* **33** 1437 (2008).
6. Yu. S. Dadoenkova *et al.*, *J. Opt. Soc. Am. B* **33**, 393 (2016).
7. A. Aiello, J. P. Woerdman, arXiv:0903.3730v2 [physics.optics] (2009).
8. L. Xie *et al.*, *Opt. Express* **26**, 22934 (2018).
9. G. Jayaswal, G. Mistura, and M. Merano, *Opt. Lett.* **38**, 1232 (2013).
10. Yu. S. Dadoenkova *et al.*, *Phys. Rev. A* **96**, 043804 (2017).
11. O. J. S. Santana and L. E. E. de Araujo, *Opt. Lett.* **43**, 4037 (2018).
12. C. Prajapati, D. Ranganathan, and J. Joseph, *J. Opt. Soc. Am. A* **30**, 741 (2013).
13. W. Zhang and Z. Zhang, *Appl. Opt.* **57**, 9346 (2018).
14. J. B. Götte and M. R. Dennis, *New J. Phys.* **14**, 073016 (2012).
15. T. Tang *et al.*, *Opt. Express* **27**, 17638 (2019).
16. O. J. S. Santana *et al.*, *Opt. Lett.* **41**, 3884 (2016).
17. O. J. S. Santana and L. E. E. de Araujo, *J. Opt. Soc. Am. B* **36**, 533 (2019).
18. Yu. S. Dadoenkova *et al.*, *J. Appl. Phys. B* **123**, 107 (2017).
19. T. Tang *et al.*, *Appl. Phys. B* **120**, 497 (2015).
20. X. Yin and L. Hesselink, *Appl. Phys. Lett.* **89**, 261108 (2006).
21. J. Hou *et al.*, *Superlattices and Microstructures* **120**, 766 (2018).
22. B. Zhao and L. Gao, *Opt. Express* **17**, 21433 (2009).
23. Yu. S. Dadoenkova *et al.*, *J. Appl. Phys.* **123**, 033105 (2018).
24. A. Farmani, A. Mir, Z. Sharifpour, *Appl. Surf. Sci.* **453**, 358 (2018).
25. P. Han *et al.*, *IEEE Photonics J.* **11**, 6101013 (2019).
26. H. Sattari, S. Ebadollahi-Bakhtevan, M. Sahrai, *J. Appl. Phys.* **120**, 133102 (2016).
27. D. Xu *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **116**, 211103 (2020).
28. L. Luo *et al.*, *J. Magn. Magn. Mater.* **491**, 165524 (2019).
29. Yu. S. Dadoenkova *et al.*, *J. Appl. Phys.* **119**, 203101 (2016).
30. R. Macêdo, R. L. Stamps, and T. Dumelow, *Opt. Express* **22**, 28467 (2014).
31. T. Tang *et al.*, *Opt. Express* **22**, 27042 (2014).
32. H. Wu *et al.*, *Phys. Rev. A* **99**, 033820 (2019).
33. H. Ma and R.-X. Wu, *Appl. Phys. Lett.* **116**, 071104 (2020).
34. W. Yu, H. Sun, and L. Gao, *Sci. Rep.* **7**, 45866 (2017).
35. Yu. S. Dadoenkova *et al.*, *J. Appl. Phys.* **123**, 033105 (2018).
36. H. F. Wang *et al.*, *J. Opt.* **12**, 045708 (2010).
37. A. Madani, S. R. Entezar, *Superlattices and Microstructures* **86**, 105 (2015).
38. X. Jiao, Z. Wang, and Y. Cai, *Phys. Stat. Solidi B* **256**, 1900188 (2019).

### B.II. DÉCALAGES DE FAISCEAUX OPTIQUES INDUITS PAR UNE CONTRAINTE MÉCANIQUE

Lors de la réflexion, les décalages longitudinal et transversal dépendent des propriétés du faisceau entrant, c'est-à-dire de la longueur d'onde électromagnétique (OEM), de la taille du faisceau, de l'état de polarisation et de l'angle d'incidence. D'autre part, les propriétés des milieux constitutifs du système optique et les propriétés physiques de ses interfaces affectent également les décalages de faisceau. En particulier, il est bien connu que l'inadéquation de maille cristalline entre des milieux voisins produit une déformation élastique au voisinage des interfaces dans des structures stratifiées [1, 2]. À son tour, la contrainte élastique donne lieu à des déformations cristallines près des interfaces, ce qui modifie les indices de réfraction *via* l'interaction photoélastique et entraîne des changements dans la réflectivité et la transmittivité du système

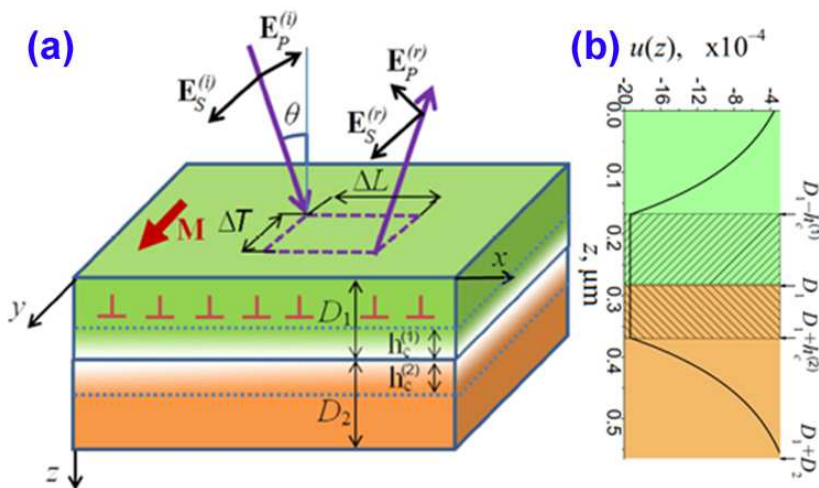
---

optique [3-7].

La réflexion de la lumière à partir d'un milieu magnétique dont l'aimantation est perpendiculaire au plan d'incidence du plan de réflexion (effet Kerr magnéto-optique transversal (TMOKE)) est un outil puissant pour l'étude des milieux, surfaces et interfaces magnétiques [8]. Le TMOKE entraîne un changement de l'intensité de la lumière réfléchiée par un milieu magnétique lors de l'inversion de l'aimantation et est donc largement utilisé pour l'étude de propriétés magnétiques des milieux, et peut être appliqué au stockage de données MO [8]. L'influence d'une contrainte de désaccord sur le TMOKE a été étudiée expérimentalement [9, 10], mais des modèles théoriques n'ont pas été proposés jusqu'à présent. L'effet GH à l'interface ferrite-ferrite dans cette configuration a par exemple été analysé théoriquement dans la réf. [11], mais la contrainte de désaccord de maille n'a pas été prise en compte. De même, il a été démontré que l'ampleur de l'anisotropie MO dans des couches épitaxiales de Co est directement corrélée à la contrainte épitaxiale [12]. Ainsi, on peut s'attendre à ce qu'une contrainte de désaccord affecte à la fois les décalages GH et IF dans des conditions similaires.

### B.II.1. Système optique bicouche avec contraintes mécaniques

On considère un paquet d'onde polarisé monochromatique de fréquence angulaire  $\omega$  frappant dans le vide et sous l'angle d'incidence oblique  $\theta$  la surface supérieure d'une structure bicouche constituée d'une couche mince magnétique de grenat de fer et d'yttrium (*yttrium-iron garnet*, YIG)  $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  (désormais identifié par l'indice  $\alpha = 1$ ) d'épaisseur  $D_1$  épitaxialement développé sur un substrat diélectrique non magnétique de grenat de gadolinium-gallium (GGG)  $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$  ( $\alpha = 2$ ) d'épaisseur  $D_2$ , comme illustré sur la figure B2. L'interface géométrique entre les milieux est parallèle au plan  $(xy)$  d'un système de coordonnées cartésien, et  $(xz)$  est le plan d'incidence. Les ondes incidente et réfléchiée (respectivement désignées par les exposants (i) et (r)) sont polarisées elliptiquement et peuvent être décomposées en composantes  $s$  et  $p$  des intensités de champ électrique  $E_{s,p}^{(i,r)}$ . Nous étudions la configuration MO transversale, dans laquelle la couche de YIG est aimantée le long de l'axe  $y$ , c'est-à-dire  $\mathbf{M} = \pm M_s \hat{y}$ , où  $M_s$  est l'aimantation de saturation, et peut donc donner lieu à TMOKE. La direction de l'aimantation peut être inversée grâce à l'application d'un champ magnétique externe.



**Figure B2.** (a) Géométrie du système : une couche magnétique (épaisseur  $D_1$ ) sur un substrat non magnétique (épaisseur  $D_2$ ). Les épaisseurs des régions pseudomorphes de chaque côté de l'interface sont  $h_c^{(1)}$  et  $h_c^{(2)}$ . L'aimantation  $\mathbf{M}$  dans la couche est parallèle à l'axe  $y$ . Les composantes  $s$  et  $p$  des champs électriques incident (i) et réfléchi (r) de la lumière sont notées  $E_{s,p}^{(i,r)}$ . Le décalage GH est  $\Delta L$  et le décalage IF est  $\Delta T$ . (b) Variation spatiale de la contrainte de désaccord dans la bicouche. Les zones hachurées montrent les régions pseudomorphes dans la couche et dans le substrat.

Les cristaux de YIG et de GGG ont des réseaux cristallins cubiques similaires et peuvent facilement croître les uns sur les autres, car leurs constantes de réseau respectivement  $a_1$  et  $a_2$ , ne diffèrent que

légèrement ( $a_1 = 1,2376$  nm et  $a_2 = 1,2400$  nm [13]). Cependant, l'inadéquation de la maille est suffisante pour induire une contrainte au voisinage de leur interface commune. De chaque côté de cette interface, dans une région pseudomorphique délimitée par les lignes pointillées sur la figure B2, la contrainte mécanique est homogène. Les épaisseurs des régions pseudomorphes (appelées épaisseurs critiques) sont notées  $h_c^{(1)}$  et  $h_c^{(2)}$ . Lorsque  $D_l > h_c^{(1)}$ , des dislocations de bord [2], indiquées par les symboles « $\perp$ » sur la figure B2, apparaissent au-dessus de cette région de la couche magnétique, où elles ont tendance à compenser la contrainte de désaccord et à minimiser l'énergie de contrainte mécanique totale pendant la croissance épitaxiale. On peut estimer que cela entraîne une diminution exponentielle des éléments tenseurs de contrainte avec une distance croissante du plan d'empilement de dislocation [14, 15]. Une estimation de l'épaisseur critique de la couche pseudomorphique dans chaque milieu est de  $h_c^{(1)} \approx h_c^{(2)} \approx 0,1$   $\mu\text{m}$ .

La modification du tenseur de permittivité relative du milieu due à la contrainte de chaque côté de l'interface géométrique peut s'écrire :

$$\hat{\epsilon}^{(\alpha)} = \hat{\epsilon}^{(\alpha,0)} + \delta\hat{\epsilon}^{(\alpha)} = \hat{\epsilon}^{(\alpha,0)} + p_{ijkl}^{(\alpha)} u_{kl}^{(\alpha)}, \quad \alpha = (1, 2), \quad (\text{B8})$$

où  $\hat{\epsilon}^{(\alpha,0)}$  est le tenseur de permittivité diélectrique du milieu sans contrainte, et le deuxième terme  $\delta\hat{\epsilon}^{(\alpha)}$  décrit la contribution induite par la contrainte à sa permittivité, où  $u_{kl}^{(\alpha)}$  et  $p_{ijkl}^{(\alpha)}$  sont respectivement les éléments du tenseur de contrainte et du tenseur photoélastique linéaire du milieu. Ce dernier est symétrique, c'est-à-dire  $u_{lm} = u_{ml}$ , et ses éléments sont déduits des variations locales du vecteur déplacement  $\mathbf{u}(\mathbf{r})$  avec

$$u_{kl}(\mathbf{r}) = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_k}{\partial r_l} + \frac{\partial u_l}{\partial r_k} \right), \quad (r_k, r_l) \in \{x, y, z\}. \quad (\text{B9})$$

Les grenats magnétiques, qui sont largement utilisés dans les dispositifs magnéto-photoniques, présentent des propriétés bigyotropes dans le régime proche infrarouge, c'est-à-dire que leur permittivité relative et leurs tenseurs de perméabilité dépendent tous deux de l'aimantation locale. Par conséquent, les tenseurs de permittivité diélectrique  $\hat{\epsilon}^{(1,0)}$  et de perméabilité magnétique  $\hat{\mu}^{(1)}$  peuvent être développés en série de puissance du vecteur d'aimantation  $\mathbf{M}$  [8]. En négligeant les termes au-dessus des termes du premier ordre dans de telles expansions, ces tenseurs s'écrivent, pour des cristaux cubiques appartenant aux groupes de symétrie ponctuelle  $T_d$ ,  $O$ , et  $O_h$  :

$$\hat{\epsilon}^{(1,0)} = \begin{pmatrix} \epsilon_{\perp} & if^{(e)}m_z & -if^{(e)}m_y \\ -if^{(e)}m_z & \epsilon_{\parallel} & if^{(e)}m_x \\ if^{(e)}m_y & -if^{(e)}m_x & \epsilon_{\perp} \end{pmatrix}, \quad \mu^{(1)} = \begin{pmatrix} \mu_{\perp} & if^{(m)}m_z & -if^{(m)}m_y \\ -if^{(m)}m_z & \mu_{\parallel} & if^{(m)}m_x \\ if^{(m)}m_y & -if^{(m)}m_x & \mu_{\perp} \end{pmatrix}, \quad (\text{B10a})$$

$$\epsilon_{\perp} = \tilde{\epsilon}^{(1)} + g_{12}^{(e)}m_y^2, \quad \epsilon_{\parallel} = \tilde{\epsilon}^{(1)} + g_{11}^{(e)}m_y^2, \quad \mu_{\perp} = \tilde{\mu}^{(1)} + g_{12}^{(m)}m_y^2, \quad \mu_{\parallel} = \tilde{\mu}^{(1)} + g_{11}^{(m)}m_y^2, \quad (\text{B10b})$$

où  $m_i = M_i/|\mathbf{M}|$  est l'aimantation réduite,  $\tilde{\epsilon}^{(1)}$  et  $\tilde{\mu}^{(1)}$  sont les éléments cristallographiques des tenseurs relatifs de permittivité et de perméabilité du milieu,  $f^{(e)}$  et  $f^{(m)}$  sont respectivement les coefficients gyroélectrique et gyromagnétique linéaire du milieu, et les éléments des tenseurs MO quadratiques sont  $g_{11}^{(e,m)} = g_{yyyy}^{(e,m)}$ ,  $g_{12}^{(e,m)} = g_{xyyy}^{(e,m)} = g_{zzyy}^{(e,m)}$ . Il est à noter que l'influence de l'aimantation sur les éléments du tenseur de perméabilité  $\hat{\mu}^{(1)}$  est souvent négligée, puisqu'habituellement  $g^{(e,m)} \ll f^{(m)} \ll f^{(e)}$ . Ainsi, dans cette étude, nous négligeons les termes non-diagonaux dans le tenseur  $\hat{\mu}^{(1)}$ .

Dans la configuration MO transverse, les tenseurs de permittivité diélectrique et de perméabilité

magnétique de la couche magnétique non contrainte écrivent :

$$\hat{\varepsilon}^{(1,0)} = \begin{pmatrix} \varepsilon_1 & 0 & -i\varepsilon' \\ 0 & \varepsilon_1 & 0 \\ i\varepsilon' & 0 & \varepsilon_1 \end{pmatrix}, \quad \hat{\mu}^{(1)} = \begin{pmatrix} \mu_1 & 0 & -i\mu' \\ 0 & \mu_1 & 0 \\ i\mu' & 0 & \mu_1 \end{pmatrix} \quad (\text{B11})$$

où  $\varepsilon' = f^{(\ominus)}m_y$ ,  $\mu' = f^{(m)}m_y$ , et la dépendance temporelle des champs est prise en  $\exp(-i\alpha t)$ . La permittivité de la couche non magnétique peut simplement s'écrire comme  $\varepsilon_{ij}^{(2,0)} = \varepsilon_2 \delta_{ij}$ , où  $\delta_{ij}$  est le symbole de Kronecker. En outre, dans cette étude, nous négligeons également une gyrotropie magnétique potentielle de la couche magnétique, c'est-à-dire une dépendance de sa perméabilité à l'aimantation. Dans le domaine du proche infrarouge, la perméabilité des deux milieux peut être considérée comme celle du vide.

Prenant des perturbations de la permittivité dépendant de la contrainte en compte, l'équation d'onde dans la structure non homogène peut s'écrire :

$$\mathbf{grad}(\text{div } \mathbf{E}) - \Delta \mathbf{E} - k_0^2 \hat{\varepsilon}^{(0)} \mathbf{E} = k_0^2 \delta \hat{\varepsilon}(z) \mathbf{E}, \quad (\text{B12})$$

et ses solutions peuvent être obtenues en utilisant l'approche des fonctions de Green, comme décrit en détail dans la Réf. [14].

Compte tenu de la symétrie  $O_h$  des cristaux de YIG et de GGG et du choix d'une configuration MO transverse dans la couche magnétique, les états  $s$  et  $p$  de polarisation sont des modes propres de la structure. En résolvant l'équation (B12) et en tenant compte des conditions aux limites, on peut relier les amplitudes complexes des composantes  $s$  et  $p$  du champ réfléchi  $E_{s,p}^{(r)}$  à celles du champ incident  $E_{s,p}^{(i)}$  comme  $E_s^{(r)} = \mathfrak{R}_s E_s^{(i)}$ ,  $E_p^{(r)} = \mathfrak{R}_p E_p^{(i)}$ , où les coefficients de réflexion complexes  $\mathfrak{R}_s$  et  $\mathfrak{R}_p$  des composants  $s$  et  $p$  du rayonnement électromagnétique peuvent être écrits comme  $\mathfrak{R}_{s,p} = \mathfrak{R}_{s,p}^{(0)} + \mathfrak{R}_{s,p}^{(str)}$ , c'est-à-dire comme la somme des coefficients de réflexion de la structure non contrainte  $\mathfrak{R}_{s,p}^{(0)}$  et des corrections de premier ordre induites par la déformation  $\mathfrak{R}_{s,p}^{(str)}$ . Ainsi, la contrainte de désaccord modifie les coefficients de réflexion *via* les corrections photo-élastiques qu'elle induit dans les tenseurs de permittivité diélectrique des milieux constituant la bicouche.

En conséquence, une contrainte de désaccord exerce une influence sur les décalages latéral et transversal subis par le faisceau réfléchi. En effet, la matrice de réflexion est suffisante pour définir et calculer à la fois les décalages GH et IF subis par le faisceau.

**Tableau B1. Données physiques utilisées pour les calculs**

Paramètre de maille cristalline (Å) [16]	$a_1 = 12,376$ (YIG)	$a_2 = 12,40$ (GGG)
Éléments du tenseur de permittivité relative de YIG (à $\lambda_0$ ) [17]	$\varepsilon_1 = 4,5796$	$\varepsilon' = f^{(\ominus)}m_y = -2,47.10^{-4} m_y$
Permittivité relative de GGG (à $\lambda_0$ ) [17]	$\varepsilon_2 = 3,7636$	
Éléments non nuls du tenseur photoélastique linéaires pour YIG [13]	$p_{11} = 0,025,$	$p_{12} = 0,073, p_{44} = 0,041$
Éléments non nuls du tenseur photoélastique linéaires pour GGG [16]	$p_{11} = -0,086,$	$p_{12} = -0,027, p_{44} = 0,078$



Le tableau B1 présente les dimensions des structures et les paramètres matériaux utilisés pour ces simulations. À la longueur d'onde proche infrarouge choisie  $\lambda_0 = 1,15 \mu\text{m}$ , l'absorption dans les deux milieux peut être négligée. Tous les calculs sont effectués pour l'aimantation dans la couche magnétique saturée dans la direction positive parallèle à l'axe  $y$ , c'est-à-dire pour  $m_y = +1$ .

### B.II.2. Effet Goos-Hänchen

Pour les calculs présentés ci-dessous pour les ondes incidentes polarisées  $s$  et  $p$ , les épaisseurs de la couche et du substrat sont égales à l'épaisseur optique demi-onde à l'angle d'incidence  $\theta_{\text{HW}}$ , c'est-à-dire,  $d_1\sqrt{\varepsilon_1 - \sin^2 \theta_{\text{HW}}} = d_2\sqrt{\varepsilon_2 - \sin^2 \theta_{\text{HW}}} = \lambda_0/2$ . Ce choix est fait afin de souligner l'effet de la contrainte pour des conditions d'incidence où la réflexion et le décalage spatial sont presque nuls dans une structure sans contrainte. Pour simplifier, nous prenons ici  $\theta_{\text{HW}} = 0^\circ$ , de sorte que  $d_1 = 0,269 \mu\text{m}$  et  $d_2 = 0,296 \mu\text{m}$ .

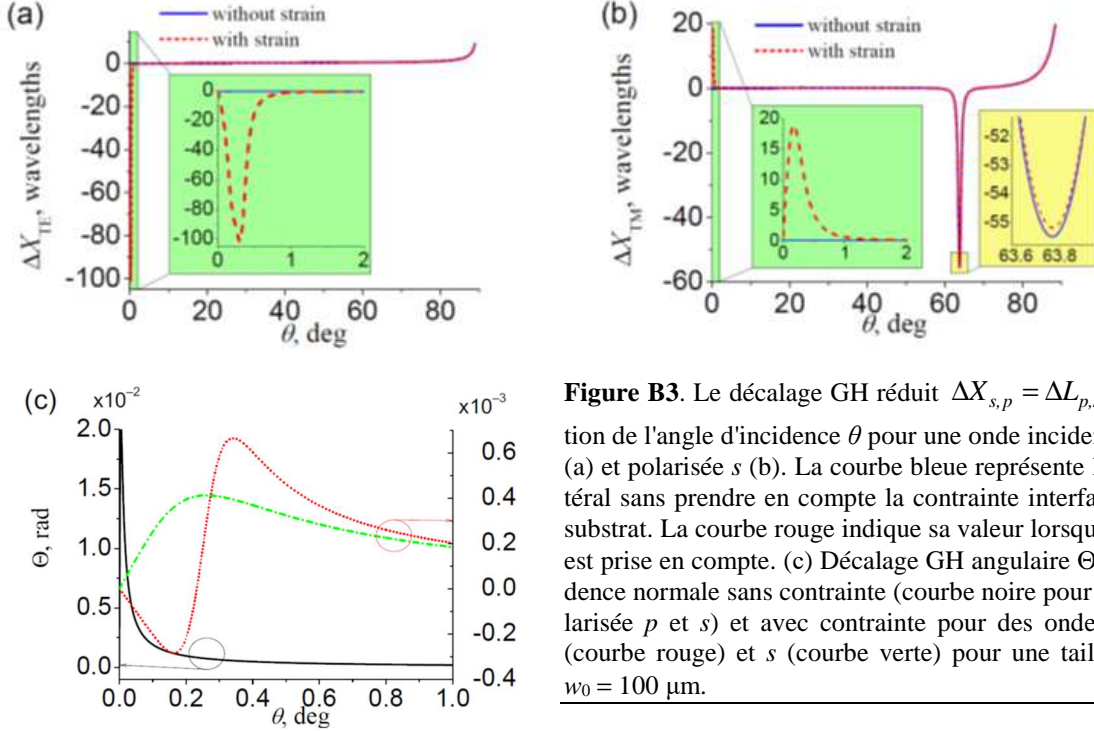
Dans l'approche de phase stationnaire, le calcul du décalage latéral d'un faisceau gaussien réfléchi nécessite la connaissance du déphasage entre l'onde incidente et réfléchi pour tous les angles d'incidence à l'intérieur du faisceau divergent [voir l'équation (B5)]. Ce déphasage  $\psi$  n'est autre que l'argument du coefficient de réflexion. Dans notre système, l'impact de la contrainte n'est significatif qu'au voisinage de l'incidence normale, où le déphasage présente une forte variation. On peut donc s'attendre à ce que la contribution dépendant de la contrainte au décalage latéral du faisceau réfléchi prenne également des valeurs significatives proches de l'incidence normale.

En effet, comme le montre la figure B3, la correction de ce décalage dépendante de la contrainte n'est perceptible qu'à petites valeurs de l'angle d'incidence. Cependant, dans cette région, cette contribution atteint des valeurs importantes. Le décalage latéral induit par la contrainte dépasse 100 longueurs d'onde de la lumière incidente vers la gauche par rapport à l'axe des  $x$  (un décalage négatif) pour une onde polarisée  $s$ , alors qu'il atteint environ  $18\lambda_0$  vers la droite (un décalage positif) pour une onde polarisée  $p$ , comme on peut le voir sur les encarts gauches sur la figure B3. Dans ce dernier cas, un décalage latéral encore plus important (environ  $55\lambda_0$  vers la gauche) se produit au pseudo-angle de Brewster (défini comme un angle d'incidence pour lequel la réflectivité de la composante polarisée  $p$  se rapproche de zéro mais ne l'atteint pas). L'encart droit de la figure B3b montre que la position angulaire de la valeur extrême du décalage latéral est légèrement différente lorsque la déformation est prise en compte et lorsqu'elle ne l'est pas — cela correspond à un décalage du pseudo-angle de Brewster d'environ  $0,02^\circ$ .

Pour les deux états de polarisation, le décalage latéral augmente — que la déformation soit prise en compte ou non — lorsque le faisceau entrant tend vers une incidence rasante. Cela peut être vu comme l'analogie du comportement de l'effet GH, qui s'est avéré être maximal près de la condition angulaire de réflexion interne totale à l'interface séparant un milieu à indice élevé d'un milieu à faible indice. Dans notre cas, l'augmentation vers l'unité de la réflectivité de la structure près de l'incidence rasante peut être considérée comme l'équivalent de ce comportement.

Le décalage angulaire  $\Theta$  dans le plan d'incidence est représenté sur la figure B3c pour une taille de faisceau incident  $w_0 = 100 \mu\text{m}$ . En l'absence de contrainte,  $\Theta$  est presque identique pour les polarisations  $p$  et  $s$  (courbe noire) et n'est significative qu'au voisinage de l'incidence normale. La présence de contrainte conduit à une réduction globale de  $\Theta$ , et l'anisotropie et l'inhomogénéité supplémentaires qu'elle introduit se traduisent par une alternance de  $\Theta$  entre les valeurs négatives et positives pour un faisceau polarisé  $p$  (courbe rouge), alors qu'il reste positif pour une onde polarisée  $s$  (courbe verte). Le décalage total du faisceau observé à une distance  $l$  du point d'incidence géométrique sur la face supérieure est

$\Delta L + l \tan\Theta \approx \Delta L + l\Theta$  (voir figure B2). Les résultats présentés sur la figure B3 montrent que la contribution angulaire à ce décalage ne devient comparable à  $\Delta L$  (aux angles d'incidence où ce dernier est maximal) que pour  $l > 10$  cm.



**Figure B3.** Le décalage GH réduit  $\Delta X_{s,p} = \Delta L_{p,s} / \lambda_0$  en fonction de l'angle d'incidence  $\theta$  pour une onde incidente polarisée  $p$  (a) et polarisée  $s$  (b). La courbe bleue représente le décalage latéral sans prendre en compte la contrainte interfaciale couche / substrat. La courbe rouge indique sa valeur lorsque la contrainte est prise en compte. (c) Décalage GH angulaire  $\Theta$  près de l'incidence normale sans contrainte (courbe noire pour la lumière polarisée  $p$  et  $s$ ) et avec contrainte pour des ondes polarisées  $p$  (courbe rouge) et  $s$  (courbe verte) pour une taille de faisceau  $w_0 = 100 \mu\text{m}$ .

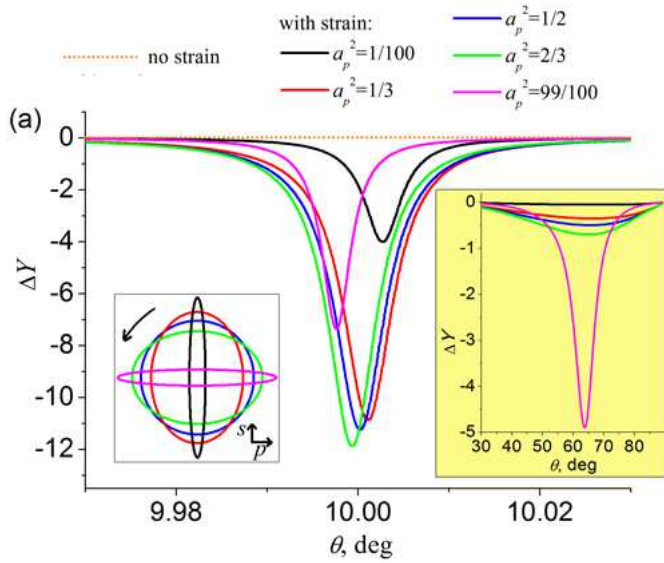
On s'attend également à ce que l'anisotropie magnétique dans la couche magnétique ait un impact sur la réponse optique de la structure. La variation du décalage latéral réduit  $\Delta X_s^{M^+} - \Delta X_s^{M^-}$  lors de l'inversion complète de l'aimantation dans la couche n'est perceptible qu'autour du pseudo-angle de Brewster pour la structure non contrainte, et autour de cet angle et d'une incidence proche de la normale lorsque la contrainte est prise en compte. Dans tous les cas, la variation de  $\Delta L$  lors de l'inversion de l'aimantation est d'environ deux ordres de grandeur inférieure au décalage avant l'inversion, c'est-à-dire que l'aimantation dans le champ magnétique joue un rôle nettement moindre dans l'obtention d'un décalage latéral du faisceau réfléchi que la déformation.

### B.II.3. Effet Imbert-Fedorov

Les calculs du décalage IF sont effectués pour l'angle d'incidence satisfaisant la condition demi-onde à  $\theta_{\text{HW}} = 10^\circ$  avec  $d_1 = 0,270 \mu\text{m}$  et  $d_2 = 0,298 \mu\text{m}$ . Comme cela est bien connu, un faisceau incident polarisé linéairement le long des directions  $s$  ou  $p$  ne produit aucun décalage IF transversal. Cela correspond dans l'équation (B7) respectivement à  $a_p = 0$  et  $a_s = 0$ . Dans tous les autres cas, l'amplitude et le signe du décalage dépendent de manière complexe de la forme de l'ellipse de polarisation et de son hélicité.

Sur la figure B4, nous étudions la dépendance angulaire du décalage IF réduit  $\Delta Y = \Delta T / \lambda_0$  pour diverses ellipticités de l'état de polarisation incident et dans deux cas de faisceaux incidents à polarisation elliptique gauche : lorsque les axes de l'ellipse de polarisation incidente sont parallèles aux directions  $s$  et  $p$  ( $\delta = \pi/2$ ). La forme de l'ellipse de polarisation du faisceau incident et l'hélicité sont indiquées comme une aide visuelle à la discussion des résultats de la simulation. La courbe orange représente le décalage transversal sans contrainte interfaciale YIG/GGG, tandis que les courbes continues montrent ses variations lorsque la

contrainte est prise en compte.



**Figure B4.** Amplitude réduite du décalage IF  $\Delta Y = \Delta T/\lambda_0$  du faisceau incident de polarisation elliptique en fonction de l'angle d'incidence  $\theta$  au voisinage de  $\theta_{HW}$  (encart : pour de grandes valeurs de  $\theta$  pour  $\delta = \pi/2$ ). La courbe orange représente  $\Delta Y$  sans prendre en compte la contrainte interfaciale YIG/GGG. Les courbes continues montrent  $\Delta Y$  pour différents états d'ellipticité de la lumière incidente lorsque la contrainte est prise en compte. La forme et l'hélicité de l'ellipse de polarisation incidente sont indiquées dans le système d'axes  $s$  et  $p$ .

L'impact de la contrainte sur le décalage IF semble être significatif près de  $\theta_{HW}$ , où les coefficients de réflexion  $\mathfrak{R}_{s,p}^{(0)}$  atteignent zéro dans la structure non contrainte. Comme indiqué précédemment, les minima non nuls de  $\mathfrak{R}_s$  et  $\mathfrak{R}_p$  apparaissent à des angles légèrement différents près de  $\theta_{HW}$  en raison de l'anisotropie de contrainte dans la structure. Le décalage IF présente un pic négatif prononcé (avec une amplitude de plusieurs  $\lambda_0$ ) autour de cet angle d'incidence lorsque la contrainte est prise en compte [courbes continues sur la figure B4], alors que  $\Delta Y$  ne dépasse pas environ  $10^{-3} \lambda_0$  lorsque la contrainte est négligée (courbe orange). En partant du cas limite d'un faisceau polarisé  $s$  ( $a_p = 0$ ) pour lequel  $\Delta Y = 0$ , une contribution non nulle polarisée  $p$  à l'onde incidente (c'est-à-dire une valeur non nulle de  $a_p$ ) produit un pic de décalage IF. Avec une augmentation de  $a_p$ , la position de ce pic dérive vers des angles d'incidence plus petits et les valeurs de pic de  $\Delta Y$  augmentent (courbes noires, rouges, bleues et vertes sur la figure B4 respectivement pour  $a_p^2 = 1/100, 1/3, 1/2$ , et  $2/3$ ) jusqu'à ce que la fraction polarisée en  $p$  de la lumière incidente (en termes d'intensité) atteigne environ 90%, après quoi  $\Delta Y$  diminue (voir par exemple la courbe magenta sur la figure B4 pour  $a_p^2 = 99/100$ ) vers zéro lorsque l'autre cas limite d'une polarisation incidente linéaire polarisée en  $p$  est atteint ( $a_s = 0$ ). La position du minimum de  $\Delta Y$  pour un faisceau incident à polarisation circulaire (courbe bleue,  $a_p^2 = 1/2$ ) correspond à l'angle auquel  $|\mathfrak{R}_s| = |\mathfrak{R}_p|$ . Le décalage de ce minimum vers des angles d'incidence plus petits (resp. plus grands) pour  $a_p^2 = 2/3$  (resp.  $a_p^2 = 1/3$ ) reflète la domination de la composante  $p$  ou  $s$  du champ incident dans chaque cas (comme illustré par les ellipses de polarisation correspondantes) et peuvent ainsi être liées aux positions angulaires respectives des minima de  $|\mathfrak{R}_s|$  et  $|\mathfrak{R}_p|$ .

Le décalage IF possède également un maximum négatif (selon la forme de l'ellipse de polarisation incidente, il varie de quelques dixièmes de  $\lambda_0$  à quelques  $\lambda_0$ ) dans une large région angulaire autour du pseudo-angle de Brewster  $\theta_B$  [14]. L'amplitude du pic de  $\Delta Y$  augmente en valeur absolue avec la fraction de lumière entrante polarisée  $p$  et atteint un maximum pour  $a_p = 1$  [voir les traits pleins dans l'encart de la figure B4]. Il convient de noter que, sauf au voisinage de  $\theta_{HW}$ , l'impact de la contrainte sur le décalage IF est négligeable, et la courbe orange coïncide avec les courbes continues pour tout état donné de polarisation entrante.

On notera que, pour tout état de polarisation incidente, le décalage IF transversal au voisinage de  $\theta_B$  est d'un ordre de grandeur inférieur au décalage GH latéral correspondant [14]. De plus, le décalage latéral  $\Delta X$  est provoqué par un changement brusque de la phase de la lumière réfléchie, qui a lieu dans une région beaucoup plus étroite entourant  $\theta_B$  que la diminution de  $\Re_p$  celle qui régit principalement le décalage IF près de cet angle d'incidence. Ainsi le pic de  $\Delta Y$  est plus large que celui de  $\Delta X$  dans la même bicouche YIG/GGG [14]. De plus, la contribution de la contrainte au décalage IF autour de  $\theta_B$  se situe dans la plage  $(10^{-5} \div 10^{-3})\lambda_0$ , qui est inférieure de 1 à 3 ordres de grandeur à sa contribution au décalage GH [14]. Il faut également noter que, contrairement au décalage GH, dont la valeur absolue augmente lorsqu'un faisceau entrant tend vers une incidence rasante, le décalage IF diminue jusqu'à zéro pour des angles d'incidence proches de  $90^\circ$ .

La variation relative du décalage IF lors d'une inversion d'aimantation dans la couche de YIG a été estimée être de l'ordre de 1% (donc beaucoup plus petite que la variation correspondante du décalage GH dans le même système), que la contrainte soit ou non présente à l'interface YIG/GGG.

### B.II.4. Résumé

Nous avons étudié théoriquement l'influence de la contrainte de désaccord sur le décalage GH (latéral) et IF (transversal) subis par une OEM proche infrarouge lors de la réflexion de la surface d'une bicouche diélectrique constituée d'une couche de YIG magnétique épitaxialement développé sur un substrat non magnétique GGG. Nous avons montré que la contrainte mécanique près de l'interface géométrique couche/substrat peut être importante et peut induire des décalages latéral et transversal à des angles d'incidence où la condition de demi-onde pour les deux couches est presque satisfaite. Le décalage GH peut atteindre des valeurs de quelques dizaines à des centaines de la longueurs d'onde de la lumière incidente, tandis que la valeur du pic du décalage IF peut atteindre jusqu'à une dizaine de longueurs d'onde de la lumière incidente.

Ces résultats indiquent des moyens possibles de contrôler (améliorer ou réduire) les décalages latéral GH et transversal IF subis par un faisceau lumineux lors de la réflexion sur une bicouche YIG/GGG dans des dispositifs MO, essentiellement par le choix de l'angle d'incidence et/ou état de polarisation du faisceau.

Pendant, dans la géométrie MO transversale, l'influence du champ magnétique sur des décalages du faisceau optique est faible. Afin de contrôler les décalages de faisceau avec un champ magnétique externe, il faut utiliser d'autres configurations MO et / ou des milieux avec une anisotropie magnétique plus grande, comme cela sera montré dans les sous-sections suivantes.

Les résultats présentés dans cette section ont été publiés dans des revues à comité de lecture sous les références suivantes :

1. Yu. S. Dadoenkova, F. F. L Bentivegna, N. N. Dadoenkova, Y.P. Lee, I. L. Lyubchanskii, "Influence of misfit strain on the Goos-Hänchen shift upon reflection from a magnetic film on a non-magnetic substrate", *J. Opt. Soc. Am. B* **33**, 393-404 (2016).

2. Yu. S. Dadoenkova, F. F. L Bentivegna, N. N. Dadoenkova, I. L. Lyubchanskii, "Transverse magneto-optic Kerr effect and Imbert-Fedorov shift upon light reflection from a magnetic/non-magnetic bilayer: impact of misfit strain", *J. Opt.* **19**, 015610 (2017).

### Références

1. S. C. Jain, A. H. Harker, and R. A. Cowley *Philos. Mag. A* **75**, 1461 (1997).
2. J. M. Howe *Interfaces in Materials* (Hoboken: Wiley, 1997).

3. I. L. Lyubchanskii *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **76**, 1848 (2000).
4. I. L. Lyubchanskii *et al.*, *J. Appl. Phys.* **87**, 6794 (2000).
5. J. W. Jeong *et al.*, *Phys. Rev. B* **62**, 13455 (2000).
6. A. E. Zabolotin *et al.*, *J. Opt. Soc. Am. B* **28**, 2216 (2011).
7. A. Sánchez and S. Orozco *J. Opt. Soc. Am. B* **33**, 1406 (2016).
8. A. K. Zvezdin and V. A. Kotov, *Modern Magnetooptics and Magneto-optical Materials* (Institute of Physics Publishing, Bristol, 1997).
9. Q. Zhang *et al.*, *J. Appl. Phys.* **96**, 7527 (2004).
10. S. M. Valvidares, *Phys. Rev. B* **70**, 224413 (2004).
11. I. J. Singh and V. P. Nayyar, *J. Appl. Phys.* **69**, 7820–7824 (1991).
12. J. A. Arregi *et al.*, *Phys. Rev. B* **92**, 184405 (2015).
13. G. Winkler *Magnetic Garnets* (Braunschweig: Vieweg, 1981)
14. Yu. S. Dadoenkova *et al.*, *J. Opt. Soc. Am. B* **33**, 393 (2016).
15. S. D. Borisova and I. I. Naumov *Russ. Phys. J.* **42**, 420 (1999).
16. Landolt-Börnstein (K.-H. Hellwege and A. M. Hellwege, Eds.) - *Group III, Condensed Matter, Vol. 12a, Magnetic and Other Properties of Oxides and Related Compounds - Part A: Garnets and Perovskites* (Springer-Verlag, 1978).
17. M. Torfeh and H. Le Gall, *Phys. Status Solidi A* **63**, 247–258 (1981).

### B.III. CONTRÔLE DE DÉCALAGES DE FAISCEAUX VIA DES CHAMPS ÉLECTRIQUES ET MAGNÉTIQUES EXTERNES

Un intérêt particulier peut être trouvé dans l'investigation et l'exploitation du décalage latéral GH dans des structures complexes comprenant de milieux fonctionnels, c'est-à-dire des milieux possédant des paramètres d'ordre de nature variée pouvant être contrôlés par une source externe de champs électriques ou magnétiques, de température, etc., induisant ainsi une modification de leurs propriétés. Par exemple, un changement du décalage GH pour un faisceau gaussien à polarisation circulaire *via* l'application d'un champ de pompe et d'un champ d'entraînement cohérent à un milieu atomique a été récemment discuté [1], de même que la possibilité de contrôler le décalage GH avec la température dans des multicouches supraconductrices [2, 3]. De même, il a été rapporté qu'une modification du décalage GH (dans le domaine proche infrarouge) à une surface de la couche de YIG dopé. Ce peut être obtenu en aimantant la couche le long de directions spécifiques [4]. Le décalage latéral lors de la réflexion d'une OEM infrarouge lointain proche de la fréquence de résonance magnétique peut également être inversé de manière non réciproque par une inversion du champ magnétique dans un antiferromagnétique [5]. De la même manière, il peut être réglé efficacement grâce à l'application d'un champ électrique à un système optique comprenant une couche électrooptique [6, 7]. Par conséquent, une combinaison de milieux présentant des propriétés MO et électrooptiques dans un système photonique ouvre la possibilité plus large de contrôler le décalage GH *via* l'application à la fois d'un champ magnétique et électrique.

C'est un fait bien établi que la réflexion de la lumière d'un milieu magnétique dans les domaines optique et proche infrarouge est un outil puissant pour l'étude de milieux, de surfaces et d'interfaces magnétiques [8]. Il est également bien connu qu'une classe spécifique de milieux magnétiques possède des propriétés magnéto-électriques (ME) spontanées [9]. L'effet ME, qui se traduit par l'induction d'une aimantation par un champ électrique ou celle d'une polarisation diélectrique par un champ magnétique, a en effet été observé dans de nombreux systèmes, dont  $\text{Cr}_2\text{O}_3$ ,  $\text{Ti}_2\text{O}_3$ ,  $\text{GaFeO}_3$ , couches de grenat ou hétérostructures composites multiferroïques. En règle générale, l'effet ME est autorisé dans des milieux dont les groupes de points magnétiques ne permettent pas de symétries d'inversion temporelle et d'inversion spatiale [10]. Il a également été montré que l'interaction ME modifie la réflectivité complexe d'une bicouche magnétique / diélectrique [11-13], qui à son tour régit l'effet GH. On peut donc s'attendre à ce que la magnéto-électricité spontanée affecte également le décalage latéral d'un faisceau lumineux lors de la réflexion d'une telle hétérostructure.

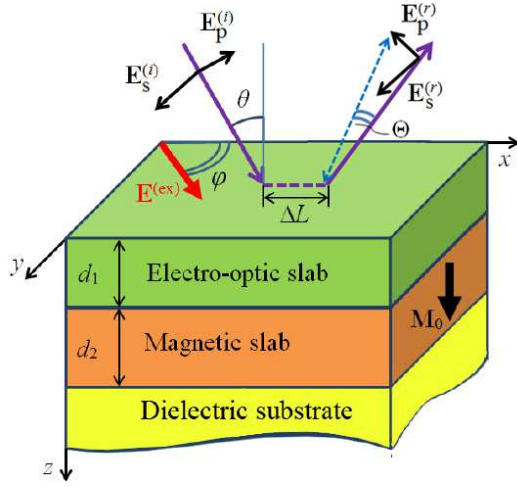
---

Le but des études des décalages de faisceaux gaussiens dans des systèmes complexes magnéto-électriques multicouches était d'étudier :

- i) l'influence de l'interaction linéaire ME sur les décalages GH ;
- ii) la possibilité de contrôler les décalages GH *via* un champ électrique externe ;
- iii) l'influence d'une inversion d'aimantation sur l'effet GH dans cette structure.

### B.III.1. Dans une bicouche électro-optique / magnéto-électrique

Considérons la réflexion d'une OEM monochromatique d'une bicouche constituée d'une couche électro-optique non magnétique d'épaisseur  $d_1$  développée sur une couche magnétique d'épaisseur  $d_2$ . Cette bicouche anisotrope est déposée sur un substrat diélectrique isotrope semi-infini, comme illustré sur la figure B5. Les interfaces entre les milieux sont parallèles au plan  $(xy)$  d'un système cartésien de coordonnées.



**Figure B5.** Schéma du système étudié : une couche électro-optique (épaisseur  $d_1$ ) sur une couche magnétique (épaisseur  $d_2$ ), le tout sur un substrat diélectrique isotrope semi-infini. L'aimantation à saturation nominale  $\mathbf{M}_0 = \{0, 0, M_s\}$  dans la couche magnétique est perpendiculaire aux plans des couches. Les composantes  $s$  et  $p$  des champs électriques optiques incident ( $i$ ) et réfléchi ( $r$ ) sont notées  $E_{s,p}^{(i,r)}$ . Les décalages GH spatial et angulaire dans le plan d'incidence lors de la réflexion sont respectivement  $\Delta L$  et  $\Theta$ .

Une OEM de longueur d'onde  $\lambda_0$  frappe sous vide la surface supérieure sous l'angle d'incidence oblique  $\theta$ . Sans perte de généralité, le plan d'incidence peut être choisi comme  $(xz)$  et les ondes incidente (l'exposant  $(i)$ ) et réfléchi (l'exposant  $(r)$ ) peuvent être décomposées en composantes  $s$  et  $p$  de leurs champs électriques  $E_{s,p}^{(i,r)}$  par rapport à ce plan. Le système peut être soumis à un champ électrique statique externe  $\mathbf{E}^{(ex)}$  parallèle aux interfaces, à un angle  $\varphi$  avec le plan d'incidence de l'OEM. La couche magnétique est initialement aimantée à saturation dans la configuration MO polaire, c'est-à-dire le long de l'axe  $z$ , et son aimantation peut être inversée *via* un champ magnétique  $\mathbf{H}^{(ex)}$  appliqué de l'extérieur. Nous supposons que le milieu magnétique est caractérisé par une interaction ME linéaire. Une variation de la direction du champ électrique statique peut ainsi modifier la direction de l'aimantation dans la couche magnétique et, par conséquent, les propriétés optiques globales du système. La présence de la couche électro-optique non magnétique au sommet du système vise à renforcer l'influence du champ électrique externe sur ces propriétés. Phénoménologiquement, l'effet ME dans un milieu magnétique se manifeste par une relation linéaire et réciproque entre le champ magnétique et la polarisation électrique, et entre le champ électrique et l'aimantation [10]. L'effet électro-optique dans un milieu non magnétique consiste en revanche en une dépendance de ses propriétés optiques au champ électrique extérieur [14].

Le vecteur de déplacement électrique  $\mathbf{D}^{(l)}$  et l'induction magnétique  $\mathbf{B}^{(l)}$  dans chaque couche ( $l$ ) du système sont, dans l'approximation linéaire, reliés au champ électrique  $\mathbf{E}^{(l)}$  et au champ magnétique  $\mathbf{H}^{(l)}$  de l'OEM *via* des relations matérielles constitutives comme suit [15] :

$$D_i^{(l)} = \varepsilon_0 \varepsilon_{ij}^{(l)} E_j^{(l)}, \quad B_i^{(l)} = \mu_0 H_j^{(l)}, \quad (\text{B13a})$$

dans la couche électro-optique ( $l = 1$ ) et dans le substrat diélectrique ( $l = 3$ ), et :

$$D_i^{(2)} = \varepsilon_0 \varepsilon_{ij}^{(2)} E_j^{(2)} + \alpha_{ij} H_j^{(2)}, \quad B_i^{(2)} = \mu_0 \mu_{ij}^{(2)} H_j^{(2)} + \alpha_{ij} E_j^{(2)}, \quad (\text{B13b})$$

dans la couche ME ( $l = 2$ ) [9]. Dans les équations (B13),  $\varepsilon_0$  et  $\mu_0$  sont la permittivité et la perméabilité du vide,  $\varepsilon_{ij}^{(l)}$  et  $\mu_{ij}^{(l)}$  sont les éléments des tenseurs de permittivité et de perméabilité relatives de la couche correspondante, et  $\alpha_{ij} = \alpha \delta_{ij}$  sont les éléments du tenseur ME linéaire de la couche magnétique de symétrie cubique. Dans le substrat diélectrique optiquement isotrope,  $\varepsilon_{ij}^{(3)} = \tilde{\varepsilon}^{(3)} \delta_{ij}$ .

Dans le milieu électro-optique, avec une symétrie cristalline cubique, le tenseur de permittivité diélectrique relative inverse peut être représenté comme une série de puissance des composantes du champ électrique statique appliqué  $E_k^{(\text{ex})}$  ( $k = x, y, z$ ) comme suit [14] :

$$\left( \varepsilon_{ij}^{(1)} \right)^{-1} = \left( \tilde{\varepsilon}^{(1)} \right)^{-1} \delta_{ij} + r_{ijk} E_k^{(\text{ex})} + s_{ijkl} E_k^{(\text{ex})} E_l^{(\text{ex})} + \dots, \quad (\text{B14})$$

où  $\tilde{\varepsilon}^{(1)}$  est la permittivité relative isotrope en l'absence d'un champ électrique appliqué de l'extérieur, et  $r_{ijk}$  et  $s_{ijkl}$  sont respectivement les tenseurs électro-optiques linéaire et quadratique du milieu. Les termes d'ordre supérieur dans l'expansion de l'équation (B14) peuvent généralement être négligés. Les tenseurs  $r_{ijk}$  et  $s_{ijkl}$  possèdent les propriétés de permutation suivantes:  $r_{ijk} = r_{jik}$ ,  $s_{ijkl} = s_{jikl}$  et  $s_{ijkl} = s_{jilk}$ , et en cristaux cubiques, ils ont les éléments non nuls suivants [14]:  $r_{41} = r_{52} = r_{63}$ ,  $s_{11} = s_{22} = s_{33}$ ,  $s_{12} = s_{13} = s_{21} = s_{23} = s_{31} = s_{32}$ ,  $s_{44} = s_{55} = s_{66}$ , où les symboles matriciels réduits habituels pour la représentation des tenseurs de rang supérieur sont utilisés, *i.e.*,  $1 \equiv 11$ ,  $2 \equiv 22$ , et  $4 \equiv 23$ .

Les tenseurs  $\hat{\varepsilon}^{(2)}$  et  $\hat{\mu}^{(2)}$  de la couche magnétique sont développés en série de puissance du vecteur d'aimantation  $\mathbf{M}$  et peuvent être écrits sous la forme de l'équation (B10). L'impact de l'effet ME sur l'aimantation peut être déduit de l'expression de l'énergie libre  $F$  du milieu magnétique écrite en fonction de champs magnétiques et électriques statiques externes  $\mathbf{H}^{(\text{ex})}$  et  $\mathbf{E}^{(\text{ex})}$  auxquels il est soumis [10]:  $-2F(E^{(\text{ex})}, H^{(\text{ex})}) = \varepsilon_0 \varepsilon_{ij} E_i^{(\text{ex})} E_j^{(\text{ex})} + \mu_0 \mu_{ij} H_i^{(\text{ex})} H_j^{(\text{ex})} + 2\alpha_{ij} E_i^{(\text{ex})} H_j^{(\text{ex})} + \dots$ . Pour tout ensemble de champs appliqués de l'extérieur et de conditions expérimentales, l'équilibre dans le milieu est atteint lorsque son énergie libre est minimale. La contribution ME au vecteur de l'aimantation  $\mathbf{M}$  est obtenue en différenciant l'énergie libre par rapport à  $H_i^{(\text{ex})}$ , puis en fixant  $H_i^{(\text{ex})} = 0$ , de sorte que  $\mu_0 M_i = \alpha_{ij} E_j^{(\text{ex})}$ . En l'absence d'interaction ME, la couche magnétique est nominale aimantée à saturation le long de l'axe  $z$  (figure B5), avec  $\mathbf{M}_0 = M_s \hat{z}$ . Un champ électrique appliqué de l'extérieur ne peut qu'induire une précession du vecteur d'aimantation autour de l'axe  $z$  tout en gardant son amplitude inchangée. En présence de couplage ME, en supposant que le champ électrique externe  $\mathbf{E}^{(\text{ex})}$  est appliqué dans le plan  $(xy)$ , les composantes du vecteur d'aimantation écrivent :

$$\mu_0 M_x = \alpha E_x^{(\text{ex})} \cos \varphi, \quad \mu_0 M_y = \alpha E_y^{(\text{ex})} \sin \varphi, \quad \mu_0 M_z = \sqrt{\mu_0^2 M_s^2 - \alpha^2 |E^{(\text{ex})}|^2}, \quad (\text{B15})$$

où  $\varphi$  est l'angle entre le champ électrique et l'axe des  $x$  (figure B5).

Notons qu'en l'absence de champ électrique externe, c'est-à-dire lorsque le vecteur aimantation est aligné le long de l'axe  $z$  (donc  $m_x = m_y = 0$ ), le nombre de éléments magnétiquement induits non nulles des

tenseurs de permittivité et de perméabilité dans l'équation (B10) se réduit, à savoir,  $\epsilon_{xz} = \epsilon_{zx} = \epsilon_{yz} = \epsilon_{zy} = 0$  et  $\mu_{xz} = \mu_{zx} = \mu_{yz} = \mu_{zy} = 0$ . Dans le cas général d'une orientation arbitraire du champ électrique externe appliqué à la couche magnétique dans le plan ( $xy$ ), toutes les éléments des tenseurs de permittivité et de perméabilité sont affectées par l'interaction ME.

En tenant compte des conditions aux frontières à chaque interface du système, on peut alors relier les amplitudes des composantes du champ réfléchi  $E_{s,p}^{(r)}$  et incident  $E_{s,p}^{(i)}$  par :

$$\begin{pmatrix} E_s^{(r)} \\ E_p^{(r)} \end{pmatrix} = \hat{\mathfrak{R}} \begin{pmatrix} E_s^{(i)} \\ E_p^{(i)} \end{pmatrix}, \text{ avec } \hat{\mathfrak{R}} = \begin{pmatrix} \mathfrak{R}_{ss} & \mathfrak{R}_{sp} \\ \mathfrak{R}_{ps} & \mathfrak{R}_{pp} \end{pmatrix}. \quad (\text{B16})$$

En général, la matrice de réflexion  $\hat{\mathfrak{R}}$  a quatre éléments non nuls. Ses éléments hors diagonale correspondent à une polarisation croisée lors de la réflexion de la lumière et résultent de la combinaison d'interactions MO, ME et électro-optiques dans le système anisotrope. Ainsi, les  $\mathfrak{R}_{pp}$  et  $\mathfrak{R}_{ss}$  correspondent aux composantes de l'onde réfléchie du même état de polarisation que celui de l'onde incidente polarisée rectilignement (ce que l'on appelle les configurations resp.  $p \rightarrow p$  et  $s \rightarrow s$ ), et  $\mathfrak{R}_{sp}$  et  $\mathfrak{R}_{ps}$  désignent les composantes polarisées  $s$  et  $p$  de l'onde réfléchie lorsque l'onde incidente est polarisée respectivement  $p$  et  $s$  (les configurations resp.  $p \rightarrow s$  et  $s \rightarrow p$ ).

En utilisant l'équation (B16), on peut enfin obtenir la valeur des décalages GH latéral et angulaire pour chaque composante du champ réfléchi. Ces décalages latéraux seront présentés sous la forme réduite  $\Delta X_{ij} = \Delta L_{ij}/\lambda_0$  ( $i, j = s, p$ ). Les décalages réduits  $\Delta X_{ps}$  et  $\Delta X_{sp}$  décrit ainsi la contribution de la polarisation croisée à l'effet GH. Notons que pour des raisons de symétrie, les contributions de polarisation croisée au décalage angulaire GH sont égales. Les décalages latéraux spatiaux  $\Delta X_{pp}$  et  $\Delta X_{ss}$  ne montrent pas de dépendance prononcée vis-à-vis du champ électrique externe, alors que nos calculs montrent que les décalages à polarisation croisée  $\Delta X_{sp} = \Delta X_{ps}$  le font.

Je présente les résultats de calculs numériques du décalage GH effectués dans le cas d'une couche électro-optique de sélénium de zinc ZnSe et d'une couche magnétique de YIG cultivée sur un substrat de GGG. Il est à noter qu'en masse YIG l'effet ME linéaire ne peut pas être observé, puisque les règles de symétrie l'interdisent dans les cristaux à centre d'inversion. Cependant, dans des couches épitaxiales minces, un abaissement de la symétrie a lieu et le centre d'inversion disparaît [16, 17].

**Tableau B2. Données physiques utilisées pour les calculs (à la longueur d'onde  $\lambda_0 = 1,15 \mu\text{m}$ ).**

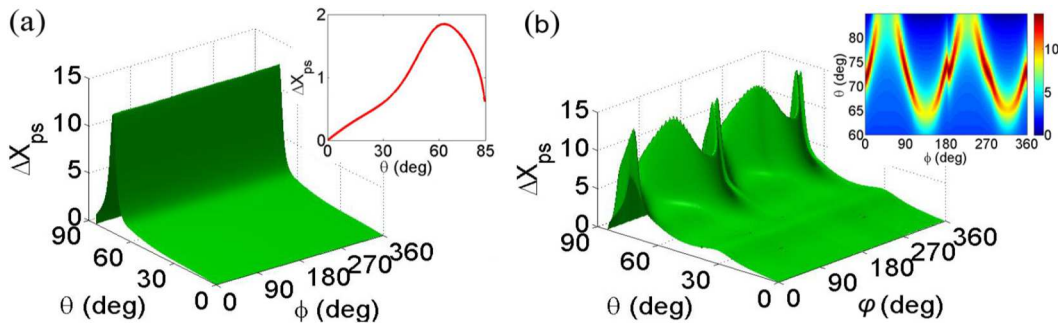
Waist du faisceau gaussien	$w_0 = 100 \mu\text{m}$	
Épaisseur des couches	$d_1 = 2 \mu\text{m}$ ,	$d_2 = 2 \mu\text{m}$
Permittivité relative de ZnSe (à $\lambda_0$ ) [18]	$\tilde{\epsilon}^{(1)} = 6,1254$	
Constantes électro-optiques de ZnSe [14]	$r_{14} = 2.10^{-12} \text{ m V}^{-1}$ ;	$s_{11} = s_{12} = s_{44} \sim 10^{-18} \text{ m}^2 \text{ V}^{-2}$
Aimantation à saturation de YIG [19]	$M_s = 143 \text{ KA m}^{-1}$	
Permittivité relative de YIG (à $\lambda_0$ ) [20]	$\tilde{\epsilon}^{(2)} = 4,5796$ ,	$f^{(e)} = -2,47.10^{-4}$
Perméabilité relative de YIG (à $\lambda_0$ ) [20]	$\tilde{\mu}^{(2)} = 1$ ,	$f^{(m)} = 8,75.10^{-5}$
Constante magneto-électrique de YIG [17]	$\alpha = 30 \text{ ps m}^{-1}$	
Permittivité relative de GGG (à $\lambda_0$ ) [20]	$\tilde{\epsilon}^{(3)} = 3,7636$	

Les décalages GH spatial et angulaire sont décrits en termes de coefficient de réflexion complexe R d'un



faisceau lumineux incident. Ce coefficient dépend des paramètres matériaux de toutes les couches constitutives de la structure (rassemblées dans le Tableau B2) ainsi que de la longueur d'onde  $\lambda_0$  et de l'angle d'incidence  $\theta$  du faisceau lumineux entrant. Ainsi, toute modification des paramètres précités suite à l'application d'un champ électrique ou magnétique est susceptible, à son tour, d'affecter le décalage latéral et angulaire GH de la lumière lors de la réflexion. De tous les paramètres, le champ électrique statique appliqué  $E^{(ex)}$  joue le rôle le plus polyvalent, car il modifie la permittivité de la couche électro-optique ; mais aussi la direction du vecteur aimantation dans la couche magnétique *via* l'effet ME et donc les tenseurs de permittivité et de perméabilité de cette couche à travers leurs éléments dépendant de l'aimantation.

La figure B6 montre les variations du décalage latéral réduit  $\Delta X_{ps}$  dans la bicouche YIG/GGG en fonction de l'angle d'incidence  $\theta$  de la lumière incidente et de l'angle d'orientation  $\varphi$  du champ électrique externe, lorsque le couplage ME est pris en compte dans les simulations (figure B6a) et lorsqu'il est ignoré, c'est-à-dire avec  $\alpha = 0$  (encart sur la figure B6a). Ce dernier cas vise à évaluer l'influence de ce couplage sur le décalage GH. Dans les deux cas, l'amplitude du champ électrique externe est  $E^{(ex)} = 5 \text{ MV m}^{-1}$ .



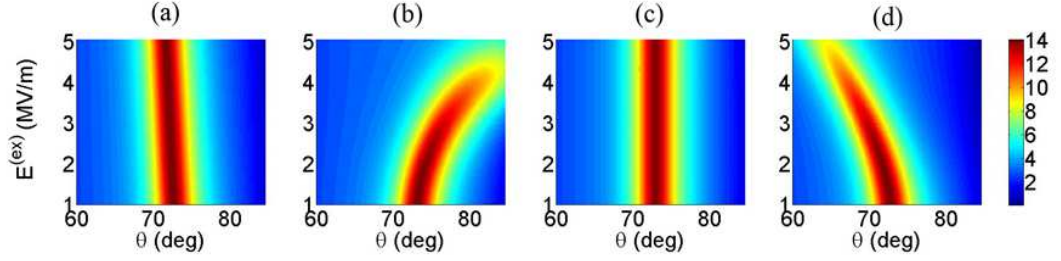
**Figure B6.** Evolution du décalage latéral réduit  $\Delta X_{ps}$  avec l'angle d'incidence  $\theta$  et l'angle d'orientation  $\varphi$  du champ électrique externe dans la structure (a) YIG/GGG et (b) ZnSe/YIG/GGG, lorsque l'effet ME est pris en compte. L'encart en (a) montre  $\Delta X_{ps}$  si l'effet du couplage ME est ignoré. L'encart en (b) présente les variations de  $\Delta X_{ps}$  au voisinage de ses valeurs maximales. L'amplitude du champ électrique externe est  $E^{(ex)} = 5 \text{ MV m}^{-1}$ .

En l'absence de couche électro-optique au sommet de la structure, l'effet du champ électrique externe sur le décalage GH est négligeable. L'amplitude du décalage maximal autour de  $\theta \approx 75^\circ$  n'est pratiquement pas affectée par l'application du champ électrique, et la direction de ce champ n'a aucune influence sur le résultat. La raison en est que les éléments non-diagonaux  $\epsilon$  et  $\mu$  des tenseurs du YIG magnétique, qui dépendent de l'aimantation et sont, grâce au couplage ME, sensibles au champ électrique appliqué, semblent être trop petites pour induire un changement efficace du coefficient de réflexion correspondant, et donc du décalage GH.

Néanmoins, l'interaction ME dans le système, à travers sa contribution aux équations constitutives décrivant la réponse optique du milieu magnétique (équations (B9) et (B15)), est forte même en l'absence de tout champ électrique appliqué, et conduit à une multiplication par six environ du décalage GH  $\Delta X_{ps}$  au voisinage de  $\theta \approx 75^\circ$  (voir la figure B6a et son encart). L'interaction ME se manifeste en modifiant, par sa contribution aux vecteurs d'onde de faisceaux lumineux dans le milieu magnétique, les conditions d'interférences constructives ou destructives des ondes contre-propagatrices dans la structure. Cet effet est encore amélioré lorsqu'un champ électrique est appliqué au système. Ainsi, dans tous les calculs ultérieurs, l'interaction ME sera prise en compte.

On peut cependant s'attendre à une amélioration de l'influence d'un champ électrique appliqué sur le décalage GH grâce à l'inclusion d'une couche supérieure électro-optique en ZnSe. Des calculs similaires à

ceux affichés sur la figure B6a sont donc maintenant effectués pour une hétérostructure ZnSe/YIG/GGG (figure B6b). Le profil du décalage GH  $\Delta X_{ps}$  dépend maintenant clairement de la direction du champ électrique appliqué  $\mathbf{E}^{(ex)}$ . L'introduction de la couche ZnSe entraîne un déplacement de la position angulaire (en fonction de l'angle d'incidence  $\theta$  de la lumière) du maximum du décalage GH, et ce déplacement lui-même varie avec l'orientation  $\varphi$  du champ extérieur (voir encart dans figure B6b). À savoir, pour  $\mathbf{E}^{(ex)}$  orienté dans les plages  $[90^\circ \div 180^\circ]$  et  $[270^\circ \div 360^\circ]$  par rapport à l'axe  $x$ , le maximum de  $\Delta X_{ps}$  dérive vers des angles d'incidence plus petits jusqu'à  $\theta \approx 60^\circ$ , tandis que pour le champ électrique appliqué dans les plages  $[0^\circ \div 90^\circ]$  et  $[180^\circ \div 270^\circ]$ , ce maximum se déplace vers des valeurs plus grandes de  $\theta$ , jusqu'à l'incidence rasante.

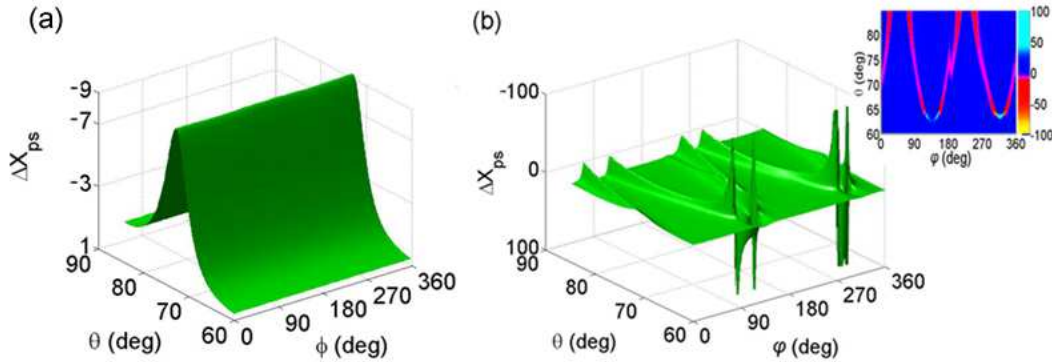


**Figure B7.** Évolution du décalage latéral réduit  $\Delta X_{ps}$  avec l'angle d'incidence  $\theta$  et l'amplitude  $E^{(ex)}$  du champ électrique externe dans la structure ZnSe/YIG/GGG pour différents angles d'orientation de  $\mathbf{E}^{(ex)}$  : (a)  $\varphi = 0^\circ$  ; (b)  $\varphi = 45^\circ$  ; (c)  $\varphi = 90^\circ$  ; (d)  $\varphi = 135^\circ$ . L'échelle de couleur montre les valeurs de  $\Delta X_{ps}$  en unités de longueur d'onde de la lumière incidente  $\lambda_0$ .

En plus de la direction du champ électrique appliqué, son amplitude est appelée à jouer un rôle dans le contrôle du décalage GH. La dépendance de  $\Delta X_{ps}$  de l'angle d'incidence de l'onde entrante et de l'amplitude  $E^{(ex)}$  du champ électrique est représentée sur la figure B7 pour plusieurs orientations  $\varphi$  de  $\mathbf{E}^{(ex)}$ . Ni l'amplitude ni la position du maximum de  $\Delta X_{ps}$  ne dépendent de l'amplitude du champ électrique lorsque ce champ est appliqué perpendiculairement au plan d'incidence de la lumière ( $\varphi = 90^\circ$ , figure B7c), alors que seule la position de ce maximum se décale très légèrement vers des valeurs inférieures de  $\theta$  pour un champ croissant appliqué le long du plan d'incidence ( $\varphi = 0^\circ$ , figure B7a). Pour un champ électrique appliqué le long d'une direction intermédiaire, à la fois l'amplitude et la position du maximum de  $\Delta X_{ps}$  varient avec la grandeur  $\mathbf{E}^{(ex)}$  du champ électrique. Comme on peut le voir sur la figure B6b, l'amplitude du décalage GH maximal en configuration de polarisations croisées diminue lorsque le champ augmente, et sa position dérive clairement vers de plus grandes ( $\varphi = 45^\circ$ , figure B7b) ou plus petites ( $\varphi = 135^\circ$ , figure B7d) valeurs de l'angle d'incidence. Globalement, on remarque une asymétrie de la réponse qui peut être attribuée à l'asymétrie des effets électro-optiques linéaire et quadratique par rapport à la direction de  $\mathbf{E}^{(ex)}$  (voir l'équation (B14) et les symétries des tenseurs  $r_{ijk}$  et  $s_{ijkl}$ ).

Un autre paramètre permettant une certaine mesure de contrôle du décalage GH dans le système à l'étude est l'aimantation de la couche magnétique. Tous les calculs précédents ont été effectués avec une couche magnétique aimantée à saturation le long de la direction positive de l'axe  $z$ . La figure B8a illustre l'effet d'une inversion d'aimantation, imposée par le champ magnétique statique appliqué de l'extérieur  $\mathbf{H}^{(ex)}$ , dans le même système (bicouche YIG/GGG) et dans les mêmes conditions (autres que la direction d'aimantation) que sur la figure B6a. L'aimantation nominale dans la couche de YIG est donc  $\mathbf{M}_0 = -M_s \hat{z}$ . La comparaison des figures B8a et B6a montre une non-réciprocité remarquable de l'effet GH lors de l'inversion de l'aimantation. Comme sur la figure B6a, l'influence du champ électrique appliqué est négligeable, et pour la même raison (l'absence d'une couche électro-optique qui renforce cette influence), de sorte que  $\Delta X_{ps}$  ne varie pas avec  $\varphi$ . Le profil de  $\Delta X_{ps}$  en fonction de l'angle d'incidence  $\theta$  ne présente pas

de comportement symétrique par rapport à son homologue de la figure B6a : le pic autour du maximum de  $|\Delta X_{ps}|$  est moins net, et les valeurs prises par  $\Delta X_{ps}$  ne sont pas simplement les opposées de celles obtenues pour  $|\Delta X_{ps}|$ , et elles atteignent globalement des valeurs plus petites. De plus, des calculs complémentaires montrent qu'en l'absence d'interaction ME, une inversion de l'aimantation dans la couche de YIG à n'induit pas de changement de signe du décalage GH et induit une variation de  $\Delta X_{ps}$  qui ne dépasse pas environ  $0,1 \lambda_0$ . Cela signifie que l'effet ME joue un rôle essentiel dans le comportement du décalage GH lors de l'inversion de l'aimantation. En substance, le changement non réciproque de profil de  $\Delta X_{ps}$  peut être attribué à l'interaction entre les couplages MO et ME dans la bicouche.



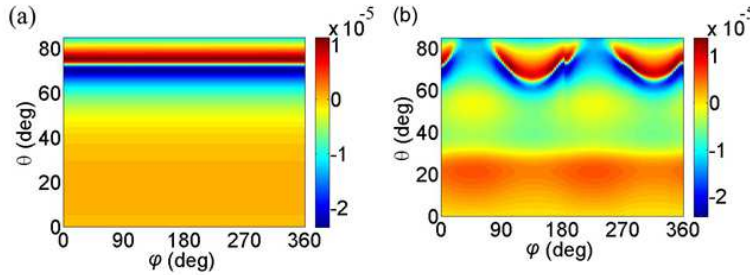
**Figure B8.** Evolution du décalage latéral réduit  $\Delta X_{ps}$  avec l'angle d'incidence  $\theta$  et l'angle d'orientation  $\varphi$  du champ électrique externe dans la structure (a) YIG/GGG et (b) ZnSe/YIG/GGG lors d'une inversion de l'aimantation. L'encart en (b) présente les variations de  $\Delta X_{ps}$  au voisinage de ses valeurs maximales. L'amplitude du champ électrique externe est  $E^{(ex)} = 5 \text{ MV m}^{-1}$ . Noter l'inversion de l'échelle verticale.

La figure B8b illustre l'effet d'une inversion d'aimantation dans la tricouche ZnSe/YIG/GGG, dans les mêmes conditions (autres que la direction d'aimantation) que sur la figure B6b. Le profil du décalage GH à polarisation croisée  $\Delta X_{ps}$  sur la figure B8b diffère maintenant grandement de celui représenté sur la Fig B8a (sans couche de ZnSe). Cependant, une comparaison des figures B6b et B8b démontre à nouveau un comportement non réciproque de  $\Delta X_{ps}$  lors de l'inversion de l'aimantation. De plus, lorsque l'angle d'orientation  $\varphi$  du champ électrique externe se situe dans les plages  $[110^\circ \div 150^\circ]$  et  $[310^\circ \div 340^\circ]$ ,  $\Delta X_{ps}$  peut atteindre des valeurs très élevées, jusqu'à environ  $100\lambda_0$  dans les directions positives et négatives. Les pics étroits correspondants de décalages GH observés sur la figure B8b à des angles d'incidence d'environ  $60^\circ$  n'étaient pas présents pour une aimantation de la couche de YIG dans la direction positive de l'axe  $z$ . Cependant, une analyse plus approfondie montre que ces valeurs énormes de  $\Delta X_{ps}$  coïncident avec une réflectivité presque nulle, ce qui rendrait difficile leur détection en pratique. Il convient également de noter que le décalage latéral présente une asymétrie supplémentaire lors de l'inversion de l'aimantation, qui apparaît par exemple lors de la comparaison de ses valeurs autour de  $\varphi = 135^\circ$  et  $\varphi = 315^\circ$  (voir l'encart sur la figure B8b). Une telle asymétrie est moins prononcée pour  $\mathbf{M}_0 = +M_s \hat{z}$ , comme le montre l'encart de la figure B6b.

Enfin, les figures B9a et B9b montrent la variation du décalage angulaire à polarisation croisée  $\Theta_{sp} = \Theta_{ps}$  (en radians) avec l'angle d'incidence  $\theta$  et l'angle d'orientation  $\varphi$  du champ électrique externe pour les systèmes respectivement YIG/GGG et ZnSe/YIG/GGG, pour  $\mathbf{M}_0 = +M_s \hat{z}$  et  $E^{(ex)} = 5 \text{ MV m}^{-1}$ , et l'interaction ME est prise en compte.

Comme précédemment, nous avons estimé l'effet de l'interaction ME en comparant les résultats présentés sur la figure B9 à ceux obtenus lorsqu'elle est négligée (avec  $\alpha = 0$ ), et avons conclu que le

décalage angulaire dans cette approximation est d'au moins un ordre de grandeur inférieur à celui obtenu lorsque le couplage ME est effectivement pris en compte. Cependant, il ressort des résultats affichés sur la figure B7 que même dans ce cas, la valeur maximale de  $\Theta_{ps}$  ne dépasse pas  $2,5 \cdot 10^{-5}$  rad en valeur absolue. Comme la figure B6a pour le décalage latéral, la figure B9a montre qu'en l'absence d'une couche électro-optique de ZnSe sur le dessus de la structure, l'effet du champ électrique externe sur le décalage GH est négligeable et le profil de  $\Theta_{ps}$  ne varie pas avec la direction de ce champ. Et comme la figure B6b pour  $\Delta X_{ps}$ , la figure B9b démontre que  $\Theta_{ps}$  présente une forte dépendance de la direction de  $\mathbf{E}^{(ex)}$  lorsqu'une couche électro-optique est introduite, ce qui augmente l'influence de ce champ. La dérive des extrema du décalage angulaire observée autour de  $\theta \approx 75^\circ$  dans la structure ZnSe/YIG/GGG lorsque la direction de  $\mathbf{E}^{(ex)}$  varie est très similaire à celle démontrée sur la figure B6b pour le décalage spatial. Les positions de ces extrema reproduisent celles observées pour  $\Delta X_{ps}$ .



**Figure B9.** Évolution du décalage GH angulaire  $\Theta_{ps}$  à polarisation croisée avec l'angle d'incidence de la lumière  $\theta$  et l'angle d'orientation  $\varphi$  du champ électrique externe dans la structure (a) YIG/GGG et (b) ZnSe/YIG/GGG.

Comme le montrent nos résultats, une combinaison bien choisie de champs électriques et magnétiques appliqués (amplitude et direction) permet d'utiliser cette interaction afin de contrôler, d'améliorer ou de réduire efficacement le décalage GH dans l'hétérostructure magnéto-électrique étudiée. En conséquence, on peut s'attendre à ce que l'utilisation de milieux magnéto-électriques dans une structure photonique trouve des applications, grâce à la mesure du décalage GH qu'ils induisent, par exemple à la détermination de très infimes variations de propriétés des milieux, ou à la conception de commutateurs et de capteurs optiques magnétiquement accordables.

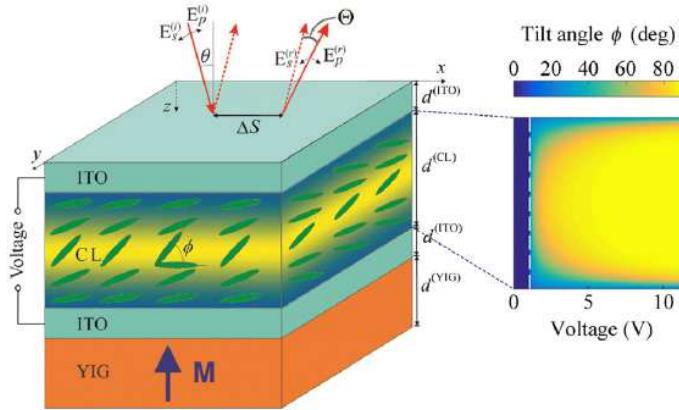
Nous avons développé ces résultats en considérant une cellule à cristal liquide comme une couche électro-optique. L'utilisation d'un cristal liquide (CL) ne nécessite pas de rotation du système à l'intérieur d'un condenseur pour changer la direction du champ électrique externe et permet de contrôler les propriétés optiques par simple application de la tension aux électrodes.

### B.III.2. Principe d'un capteur chimique ajustable exploitant l'effet Goos-Hänchen dans un système binaire magnéto-électrique - cristal liquide

Nous étudierons ici le décalage latéral spatial du faisceau  $\Delta S$  et le décalage angulaire  $\Theta$  dans le plan d'incidence pour le système constitué d'un multicouche ITO/CL/ITO/YIG entouré d'air (figure B10), où ITO est l'oxyde d'indium-étain (*indium-tin oxyde*). Les épaisseurs des couches sont notées respectivement  $d^{(ITO)}$ ,  $d^{(CL)}$ , et  $d^{(YIG)}$ . Les dimensions latérales des couches sont supposées être bien supérieures à leur épaisseur. Les interfaces séparant les milieux sont parallèles au plan  $(xy)$  d'un système de coordonnées cartésien. L'orientation des molécules du CL est régie par une tension appliquée entre les électrodes ITO de telle sorte qu'un champ électrique statique s'établit le long de l'axe  $z$ . De même, l'aimantation à saturation dans la couche de YIG est nominale parallèle à la direction positive du même axe  $z$ , mais peut être inversée *via* l'application d'un champ magnétique statique.

Un paquet gaussien d'OEMs de longueur d'onde  $\lambda_0$  dans le proche infrarouge frappe la surface supérieure air/ITO du système. Le vecteur d'onde central du paquet d'ondes fait un angle  $\theta$  avec la normale à la

surface. Le plan d'incidence du faisceau est considéré parallèle à  $(xz)$ . L'étude des ondes incidente ( $i$ ) et réfléchi ( $r$ ) peut être réduite à celle des composantes complexes  $s$  et  $p$ , notées  $E_{s,p}^{(i,r)}$ , de leurs champs électriques respectifs.



**Figure B10.** Schéma de la structure : cellule à cristal liquide (CL) entre des électrodes d'oxyde d'indium-étain (ITO) sur une couche de YIG.  $E_{s,p}^{(i,r)}$  désignent les composantes  $s$  et  $p$  des champs électriques optiques incident ( $i$ ) et réfléchi ( $r$ ),  $\theta$  est l'angle d'incidence moyen du faisceau gaussien entrant,  $\phi$  est l'angle d'inclinaison des molécules du CL, et  $\mathbf{M}$  est l'aimantation à saturation dans le YIG. Les décalages latéral et angulaire sont respectivement  $\Delta S$  et  $\Theta$ . L'encart représente la répartition de  $\phi$  sur l'épaisseur de la cellule à CL en fonction de la tension appliquée entre les électrodes d'ITO. La

tension de seuil est  $V_{th} = 1$  V (ligne pointillée blanche).

La couche d'ITO est homogène et isotrope. Sa permittivité diélectrique relative est notée  $\tilde{\epsilon}^{(ITO)} = \epsilon^{(ITO)} + i\kappa^{(ITO)}$ , avec  $\kappa^{(ITO)} > 0$ , car ITO est légèrement absorbant dans le régime proche infrarouge.

La cellule CL nématique est constituée de molécules cyano-4'-pentylbiphényle (ou 5CB) alignées de manière non homogène, uniaxiales, en forme de bâtonnet, dont les principales permittivités relatives sont notées  $\epsilon_1^{(CL)}$  et  $\epsilon_2^{(CL)} = \epsilon_3^{(CL)}$  [21]. Ce CL peut être considéré comme sans perte dans le régime proche infrarouge. Nous supposons que l'alignement collectif des molécules est parallèle au plan  $(xz)$  et caractérisé par un angle d'inclinaison  $\phi(z)$  par rapport à l'axe  $x$  (figure B10). Le tenseur de permittivité relative du CL n'a que cinq éléments non nuls :

$$\begin{aligned}
 \epsilon_{xx}^{(CL)} &= \epsilon_1^{(CL)} \cos^2 \phi + \epsilon_3^{(CL)} \sin^2 \phi, \\
 \epsilon_{yy}^{(CL)} &= \epsilon_2^{(CL)} = \epsilon_1^{(CL)}, \\
 \epsilon_{zz}^{(CL)} &= \epsilon_1^{(CL)} \sin^2 \phi + \epsilon_3^{(CL)} \cos^2 \phi, \\
 \epsilon_{xz}^{(CL)} &= \epsilon_{zx}^{(CL)} = (\epsilon_3^{(CL)} - \epsilon_1^{(CL)}) \cos \phi \sin \phi.
 \end{aligned} \tag{B17}$$

Lorsque la tension  $V$  appliquée entre les électrodes ITO dépasse une valeur seuil spécifique  $V_{th}$ , les molécules tournent de manière *non uniforme* au sein de la cellule CL à cause de leur ancrage à chaque interface CL/ITO. La dépendance de l'angle d'inclinaison  $\phi$  de la coordonnée  $z$  dans la cellule CL et de la tension appliquée dans le cas d'un ancrage infini peut être approchée analytiquement [22] sur la base de deux paramètres caractéristiques, à savoir l'angle de pré-inclinaison  $\phi_0$  à tension nulle ( $\phi_0$  est proche de zéro si l'ancrage est fort) et l'angle d'inclinaison  $\phi_c(V) = \phi_0 + (\pi/2 - \phi_0) \sqrt{1 - (V_{th}/V)^2}$  au centre de la cellule. L'encart de la figure B10 montre la dépendance de  $\phi \in [\phi_0, \pi/2]$  (avec  $\phi_0 = 0,01^\circ$ ) par rapport à  $V$  et  $z$  sur la base de cette expression, et on peut observer que, pour la plupart des valeurs de  $V$ ,  $\phi$  reste proche de  $\phi_c$  dans une grande partie de la cellule, loin de ses limites. Pour  $V$  juste au-dessus de la tension de seuil  $V_{th}$ , cependant, la distribution spatiale de  $\phi(z)$  est nettement non uniforme dans la cellule CL. À noter que pour  $V \approx 11$  V, l'angle d'inclinaison est proche de  $\pi/2$  sur toute l'épaisseur de la cellule et une augmentation supplémentaire de la tension ne modifie pas significativement la réponse du système.

Il y a eu de nombreuses tentatives pour suggérer et mettre en œuvre différents capteurs dont le fonctionnement est basé sur la détection d'un décalage de faisceau optique déclenché par des modifications de l'environnement local du dispositif (pression, température, etc.). Nous proposons ici le principe d'un capteur de gaz exploitant des variations faibles mais mesurables de la constante diélectrique de l'air. En présence de vapeurs, la permittivité relative de l'air entourant le système s'est avérée présenter un changement absolu de l'ordre de quelques  $10^{-4}$ , suffisant pour induire des variations détectables du décalage longitudinal d'un faisceau lumineux entrant lors de la réflexion de la structure multicouche étudiée dans cette sous-section.

**Tableau B3. Données physiques utilisées pour les calculs**

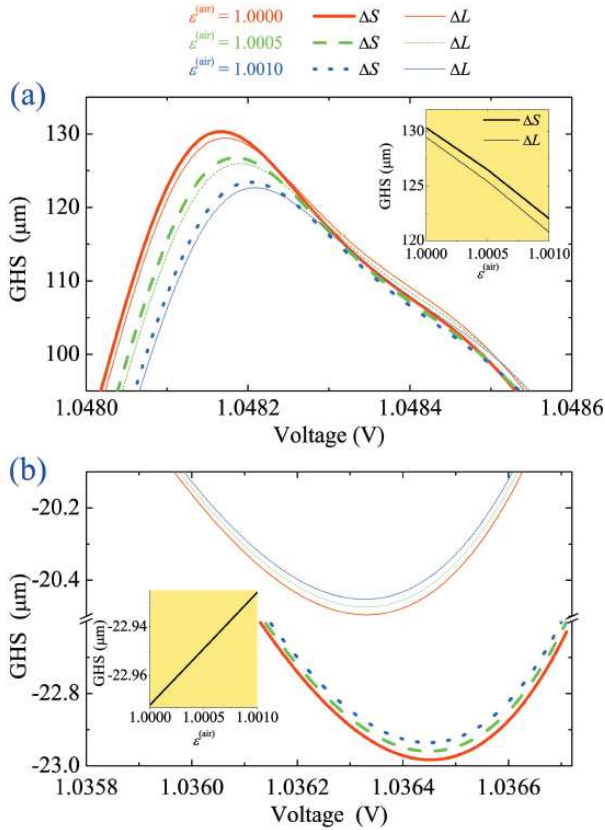
Matériau	Épaisseur ( $\mu\text{m}$ )	Paramètres du matériau (à $\lambda_0 = 1 \mu\text{m}$ )
ITO	$d^{(\text{ITO})} = 0,067$	$\varepsilon^{(\text{ITO})} = 1,7057, \eta^{(\text{ITO})} = 0,0337$ [23]
CL (5CB)	$d^{(\text{CL})} = 3$	$\varepsilon_1 = 15,7, \varepsilon_2 = \varepsilon_3 = 7,5$ [24] ; $\phi_0 = 0,01^\circ$
YIG	$d^{(\text{YIG})} = 2$	$\tilde{\varepsilon} = 5,0491$ [19], $\alpha = \alpha^{(\text{YIG})} = 30 \text{ ps/m}$ [17]. $f^{(e)} = -2,47 \cdot 10^{-4}, f^{(m)} = 8,76 \cdot 10^{-5}$ [20];

Je présente ici les résultats de calculs numériques du décalage GH pour un faisceau gaussien de taille  $w_0 = 30 \mu\text{m}$ . Deux configurations sont envisagées pour les polarisations du faisceau incident et réfléchi : une configuration de co-polarisation  $p \rightarrow p$  et une configuration de polarisation croisée  $p(s) \rightarrow s(p)$ . Le cas de la lumière incidente et réfléchie polarisée  $s$  est omis, car le coefficient de réflexion  $\mathfrak{R}_{ss}$  responsable du décalage GH dans ce cas ne dépend pas de la tension appliquée (puisque sa variation est directement liée à celle de l'élément tenseur de permittivité  $\varepsilon_{yy}^{(\text{CL})}$  dans le CL, qui est indépendant de l'angle d'inclinaison  $\phi(V)$ ) et ne peut donc pas être amélioré ou contrôlé [25].

La figure B11 illustre la sensibilité potentielle de mesures de décalage GH en tant qu'outil pour détecter de légères modifications de  $\varepsilon^{(\text{air})}$  (variation relative jusqu'à 0,1%), par exemple en raison de la présence de vapeurs chimiques. La variation du décalage GH est présentée en fonction de la tension appliquée proche du seuil (il a été montré dans [25] que le décalage GH est le plus contrôlable lorsque  $V$  est légèrement supérieur à  $V_{th}$ ) pour trois valeurs de  $\varepsilon^{(\text{air})}$  et pour  $\theta = 68^\circ$  dans le cas de la configuration de co-polarisation  $p \rightarrow p$  (figure B11a) et  $\theta = 9,8^\circ$  pour la configuration de polarisation croisée  $p(s) \rightarrow s(p)$  (figure B11b). Dans les deux cas, l'angle d'incidence correspond aux valeurs maximales du décalage GH. Les courbes étroites montrent le décalage GH spatial  $\Delta L_{ij}$ , tandis que les courbes épaisses montrent le décalage GH total  $\Delta S_{ij}$  qui prend en compte les décalages angulaires  $\Theta_{ij}$ , en supposant que la distance d'observation depuis la surface supérieure est  $l = 1000 \mu\text{m}$ . Nos calculs montrent que les valeurs du décalage angulaire GH ne dépassent pas  $0,14^\circ$ , donc, on peut prendre  $\Delta S_{ij} = \Delta L_{ij} + l\Theta_{ij}$ . Dans les deux configurations de polarisation, le décalage angulaire GH conduit à une augmentation relative (en valeur absolue) du décalage total du faisceau. Pour la distance d'observation choisie, cette augmentation prend des valeurs notables, bien qu'elle soit plus prononcée dans la configuration  $p(s) \rightarrow s(p)$  (plus de 10%) que dans la configuration  $p \rightarrow p$  (légèrement inférieure à 1%).

Comme on peut le voir sur la figure B11, une augmentation de  $\varepsilon^{(\text{air})}$  entraîne une diminution de la valeur maximale du décalage GH. En effet, la diminution relative de  $\Delta S_{pp}$  (resp.  $\Delta S_{ps}$ ) pour  $\varepsilon^{(\text{air})}$  variant de 1 à 1,001 est d'environ 6% (resp. 0,2%). Simultanément, une augmentation de  $\varepsilon^{(\text{air})}$  se traduit par une très légère dérive du maximum de décalage GH vers la tension appliquée, plus grand dans la configuration  $p \rightarrow p$  (la dérive est presque imperceptible dans la configuration  $p(s) \rightarrow s(p)$ ). Dans l'ensemble, les variations de

décalages GH avec  $\epsilon^{(\text{air})}$  sont suffisamment importantes pour justifier la possibilité d'utiliser leur mesure afin de détecter des variations même infimes de la permittivité de l'air résultant de la présence de vapeurs. En conséquence, le principe d'un détecteur de vapeur accordable en tension peut être conçu sur la base de mesures de décalage GH utilisant la structure considérée ici. En pratique, la technique impliquerait de régler la tension  $V$  appliquée à la valeur pour laquelle le décalage GH est maximal dans l'air pur ( $\epsilon^{(\text{air})} = 1$ ) et de relier la variation du décalage GH avec  $\epsilon^{(\text{air})}$  à la concentration de vapeur dans l'air. Comme on peut le voir sur les encarts de la figure B11, la diminution du décalage GH avec la permittivité de l'air est presque linéaire pour une variation relative de  $\epsilon^{(\text{air})}$  jusqu'à 0,1%. La sensibilité d'une telle technique peut être définie comme  $\eta = |d(\Delta S_{ij})/d\epsilon^{(\text{air})}|$ .



**Figure B11.** Décalages GH en fonction de la tension appliquée pour trois valeurs de la permittivité diélectrique relative de l'air [ $\epsilon^{(\text{air})} = 1, 1,0005$  et  $1,001$  (resp. courbe rouge, courbe verte et courbe bleue)] et pour (a) la configuration  $p \rightarrow p$  et  $\theta = 68^\circ$ ; (b) la configuration (s)  $p \rightarrow p(s)$  et  $\theta = 9,8^\circ$ . Les courbes fines et épaisses correspondent respectivement aux décalages spatiaux  $\Delta L$  et décalages totaux  $\Delta S$ . Les encarts montrent l'évolution des décalages, pour une tension appliquée correspondant au maximum du décalage dans l'air pur, lorsque  $\epsilon^{(\text{air})}$  varie de 1 à 1,001.

Les variations indiquées dans les encarts de la figure B11 conduisent à une sensibilité calculée  $\eta$  de  $8,3 \cdot 10^3 \mu\text{m}$  par unité de  $\epsilon^{(\text{air})}$  dans la configuration de copolarisation  $p \rightarrow p$ , alors qu'elle n'est que d'environ  $50 \mu\text{m}$  par unité de  $\epsilon^{(\text{air})}$  dans la configuration de polarisation croisée  $p(s) \rightarrow s(p)$ . Notons que les pentes des variations de  $\Delta L_{ij}$  et  $\Delta S_{ij}$  avec  $\epsilon^{(\text{air})}$  sont presque les mêmes (sur la figure B11b seul  $\Delta S_{ps}$  est représenté, car  $\Delta L_{ps}$  est hors de l'échelle de l'encart), ce qui signifie que la sensibilité du schéma ne dépend pratiquement pas du fait que le décalage spatial ou total de GH est mesuré.

Ainsi, la dépendance du décalage latéral sur la permittivité relative de l'air entourant la structure multicouche, et la possibilité de les améliorer par l'application d'une tension continue à la cellule à CL, peuvent être exploitées afin de concevoir un capteur pour la détection de gaz. Dans ces études, cependant, la température était considérée comme constante. Les résultats des calculs montrent cependant que même de minuscules variations de température de l'atmosphère entourant la structure exercent une influence notable sur la réponse d'un tel dispositif. On suppose que la température locale dans toutes les couches est la même et est égale à celle du milieu (c'est-à-dire l'air) qui l'entoure immédiatement.

### B.III.3. Influence de la température

La température se manifeste par deux phénomènes concurrents : la dilatation thermique des épaisseurs de couche (les dimensions latérales des couches étant bien supérieures à leur épaisseur, l'effet de la dilatation thermique dans les directions  $x$  et  $y$  sera négligé), qui modifie la géométrie du système, et l'effet thermo-optique, qui affecte leur indice de réfraction. Dans ce qui suit, les deux effets sont considérés pour tous les constituants du système.

La variation d'épaisseur  $l$  d'une couche lors d'un changement de sa température  $T$  est quantifiée par le coefficient de dilatation thermique linéaire de ce milieu, lui-même généralement dépendant de la température et défini par

$$\eta(T) = \frac{1}{l} \frac{dl}{dT}. \quad (\text{B18})$$

Introduire une épaisseur nominale  $d_0^{(k)}$  ( $k = \text{ITO}, \text{CL}, \text{YIG}$ ) à une température de référence  $T_0$  pour chaque couche du système dont le coefficient de dilatation thermique est noté  $\eta^{(k)}(T)$ , intégrant l'équation (B18) conduit à

$$d^{(k)}(T) = d_0^{(k)} \exp \left[ \int_{T_0}^T \eta^{(k)}(T) dT \right]. \quad (\text{B19})$$

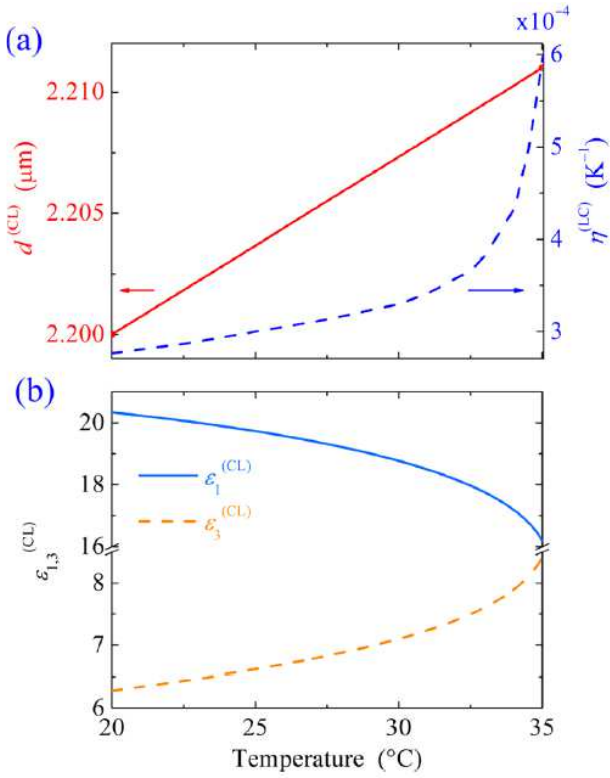
Dans cette étude, la température ambiante 20 °C est prise comme température nominale  $T_0$  et les variations de  $T$  sont considérées sur un intervalle  $\Delta T = 15$  °C. Les épaisseurs nominales des couches à la température initiale  $T_0$  sont  $d_0^{(\text{ITO})} = 0,067$   $\mu\text{m}$ ,  $d_0^{(\text{CL})} = 2,2$   $\mu\text{m}$ , et  $d_0^{(\text{YIG})} = 3$   $\mu\text{m}$ .

Dans l'intervalle  $[T_0, T_0 + \Delta T]$ , les coefficients de dilatation thermique linéaire de YIG et ITO sont constants (Tableau B4), alors que celui du cristal liquide 5CB dépend fortement et non linéairement de la température, comme on peut le voir sur la figure B12a (courbe bleue) [26]. De plus,  $\eta^{(\text{YIG})}$  et  $\eta^{(\text{ITO})}$  sont d'un ordre de grandeur plus petit que  $\eta^{(\text{CL})}$  et, par conséquent, les variations de  $d^{(\text{ITO})}$  et  $d^{(\text{YIG})}$  dans les intervalles  $\Delta T = 15$  °C, à environ 0,45 nm et 10 Å, sont négligeables. En comparaison, l'augmentation quasi-linéaire de  $d^{(\text{CL})}$  dépasse 10 nm (figure B12a, courbe rouge) et ne peut être négligée. À noter que dans des milieux structurellement isotropes — ce qui est le cas de l'ITO et du YIG cubiques, ainsi que, en première approximation, de 5CB — le coefficient de dilatation thermique linéaire est un tiers de son homologue volumique dont la valeur se retrouve souvent dans la littérature.

**Tableau B4. Coefficients de dilatation thermique linéaire et coefficients thermo-optiques**

	Coefficients de dilatation thermique ( $\text{K}^{-1}$ )	Coefficients thermo-optiques
ITO	$\eta^{(\text{ITO})} = (8,5-10,2) \cdot 10^{-6}$ [28, 29]	$\gamma^{(\text{ITO})} = 2,229 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}$ [30]
YIG	$\eta^{(\text{YIG})} = 1,04 \cdot 10^{-5}$ [23]	$\gamma^{(\text{YIG})} = 2,5 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}$ [31]
LC (5CB)	$\eta^{(\text{LC})}$ : voir figure B12a	$\tilde{t}_1 = -0,16935$ °C, $\tilde{t}_3 = -0,16397$ °C, $A_1 = 15,222$ , $A_3 = 8,9364$ , $B_1 = 1,9544 \text{ K}^{-1/2}$ , $B_3 = -1,0786 \text{ K}^{-1/2}$ , $C_1 = -0,19795 \text{ K}^{-1}$ , $C_3 = 0,14714 \text{ K}^{-1}$ , $D_1 = 0,00843 \text{ K}^{-3/2}$ , $D_3 = -0,01156 \text{ K}^{-3/2}$ [27]





**Figure B12.** Dépendance vis-à-vis de la température des paramètres caractéristiques du CL : (a) le coefficient de dilatation thermique linéaire  $\eta^{(CL)}$  (courbe bleue) (d'après la Réf. 32) et l'épaisseur  $d^{(CL)}$  (courbe rouge) ; (b) les permittivités principales  $\varepsilon_1^{(CL)}$  (courbe bleue) et  $\varepsilon_3^{(CL)}$  (courbe orange) (d'après la Réf. [26]).

Notons qu'en raison de la dilatation thermique, une certaine contrainte mécanique peut survenir au niveau de l'interface YIG/ITO. Cependant, comme cela a été discuté dans la section B.II, l'effet d'une telle contrainte sur la réflectivité, et donc sur le décalage latéral, reste négligeable sauf dans des conditions particulières où le module de réflectivité du système non contraint est inférieur à  $10^{-5}$ , ce qui n'est pas le cas dans la présente étude. La déformation sera donc négligée dans la suite.

En raison de l'effet thermo-optique, l'indice de réfraction des trois constituants du système subit une variation notable lors de l'augmentation de la température. Pour les milieux solides tels que ITO et YIG, cette variation est linéaire avec la température et se caractérise par un coefficient thermo-optique constant  $\gamma^{(k)}$ , avec :

$$n^{(k)}(\Delta T) = n_0^{(k)} + \gamma^{(k)} \Delta T, \quad (k = \text{ITO, YIG}), \quad (\text{B20})$$

où  $n_0^{(k)}$  est l'indice de réfraction du milieu à température ambiante  $T_0$ .

L'effet thermo-optique dans 5CB suit un comportement non linéaire un peu plus complexe, en particulier en raison de la transition de phase qu'un tel CL peut subir lorsque la température varie. En effet, le 5CB présente une transition de la phase nématique vers la phase isotrope à la température spécifique  $T_{NI} = 35,1 \text{ }^\circ\text{C}$  (ce qui signifie que ce CL reste nématique dans le domaine de notre étude). Pour  $T < T_{NI}$ , les principales permittivités relatives  $\varepsilon_1$  et  $\varepsilon_3$  ont une dépendance non linéaire avec la température qui peut être approximée comme une expansion de puissance : [27]

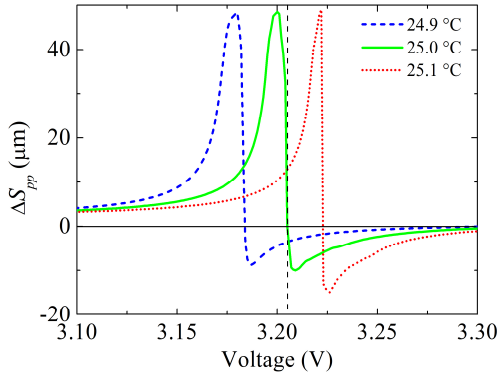
$$\varepsilon_q^{(CL)} = A_q + B_q (\Delta T_{NI} - \tilde{T}_q)^{1/2} + C_q (\Delta T_{NI} - \tilde{T}_q) + D_q (\Delta T_{NI} - \tilde{T}_q)^{3/2}, \quad (q = 1, 3) \quad (\text{B21})$$

où  $\Delta T = T_{NI} - T$ . Les valeurs des coefficients empiriques spécifiques à 5CB utilisés pour les calculs sont rassemblés dans le Tableau B4, ainsi que ceux des coefficients thermo-optiques de ITO et YIG. La figure B12b montre les variations de  $\varepsilon_1^{(CL)}$  et  $\varepsilon_3^{(CL)}$  en tant que fonctions de  $T < T_{NI}$ . On peut voir que  $\varepsilon_1$

augmente, tandis que  $\varepsilon_3$  diminue, lorsque  $T$  augmente, ce qui tend à suggérer une déformation des molécules CL en forme de bâtonnet vers une forme moins allongée.

La permittivité et la perméabilité relatives de l'ITO peuvent être facilement obtenues comme suit :  $\varepsilon^{(\text{ITO})}(T) = (n^{(\text{ITO})}(T))^2$  et  $\mu^{(\text{ITO})} = 1$ . Les éléments tenseurs de permittivité dépendant de la température du 5CB non magnétique sont donnés par l'équation (B17), alors que sa perméabilité scalaire est aussi  $\mu^{(\text{CL})} = 1$ . Le cas du YIG, nous estimons  $\tilde{\varepsilon}(\Delta T) \approx (n^{(\text{YIG})}(\Delta T))^2 = (\sqrt{\varepsilon^{(\text{YIG})}} + \gamma^{(\text{YIG})} \Delta T)^2$ .

Nos calculs ont montré que les changements du décalage GH induits par le changement de température peuvent être compensés en ajustant légèrement la tension appliquée dans les configurations  $p \rightarrow p$  et  $p \rightarrow s$ . Ceci peut également être réalisé, dans la configuration  $p \rightarrow s$ , en inversant l'aimantation dans la couche de YIG par l'application d'un champ magnétique externe.



**Figure B13.** Décalage latéral  $\Delta S_{pp}$  en fonction de la tension appliquée pour différentes températures autour de  $T = 25$  °C (courbe verte). De minuscules variations de la température ambiante vers  $T = 24,9$  °C (courbe bleue) ou  $T = 25,1$  °C (courbe rouge) conduisent à un décalage latéral négatif (resp. positif) facilement mesurable. La ligne verticale pointillée indique la tension nominale  $V$  pour laquelle  $\Delta S_{pp}(25$  °C) = 0.

D'autre part, les dépendances de température du décalage latéral suggèrent une surveillance possible des variations de température dans un environnement extérieur par ailleurs stable. Une telle surveillance a récemment été mise en évidence dans un système similaire avec une efficacité satisfaisante [32]. Dans notre système, un capteur de température exploitant des mesures de décalage de faisceau utiliserait de préférence les configurations de polarisation  $s \rightarrow s$  ou  $p \rightarrow p$  pour lesquelles la dérive thermique des pics de décalages est moins alambiqué que dans la configuration  $p \rightarrow s$ .

La surveillance de la température impliquerait d'abord de régler la tension afin d'obtenir une valeur nulle pour le décalage latéral, entre les pics positifs et négatifs, à un angle d'incidence bien choisi pour une température nominale — par exemple en choisissant  $V \approx 3,21$  V (courbe verticale pointillée) et  $\theta = 55^\circ$  pour  $T = 25$  °C sur la figure B13. À partir de ce réglage, toute légère augmentation de température entraînera un décalage GH négatif, alors qu'une diminution de température conduira à un pic positif du décalage. La sensibilité estimée d'une telle technique utilisant le système à l'étude, défini comme  $|\partial \Delta S / \partial T|$ , est d'environ  $80 \mu\text{m}/^\circ\text{C}$ .

#### B.III.4. Résumé

Nous avons étudié l'effet GH longitudinal dans une hétérostructure multicouche constituée d'une couche électro-optique (cristal de ZnSe ou une cellule à cristal liquide nématique prise en sandwich entre des électrodes transparentes) déposée sur une bicouche magnéto-électrique / non magnétique. Les variations dépendantes de la polarisation du décalage GH subies par un faisceau optique lors de la réflexion sur la surface supérieure du système ont été étudiées en fonction à la fois de la tension électrique continue appliquée à la couche électro-optique et de la direction de l'aimantation dans la couche magnétique.

Nos calculs montrent que le décalage GH du faisceau réfléchi peut être réglé efficacement *via* la tension

externe appliquée à la couche électro-optique. Dans le cas d'une cellule à cristal liquide, la tension modifie l'orientation collective des molécules, et donc les éléments du tenseur de permittivité diélectrique. De plus, l'impact d'une inversion de l'aimantation dans la couche magnéto-électrique sur le décalage s'est avéré perceptible, mais uniquement pour la composante  $p$  (resp.  $s$ ) du faisceau réfléchi produit par une composante du faisceau incident polarisée  $s$  (resp.  $p$ ), et uniquement dans des domaines limités de l'angle d'incidence et de la tension appliquée.

Les résultats obtenus pour le décalage GH nous ont inspiré le principe d'une technique de détection de vapeur exploitant les variations du décalage dues aux changements de permittivité relative dans l'air environnant le système. Pour des valeurs bien choisies de la tension appliquée, même des minuscules variations induites par la vapeur de cette permittivité peuvent conduire à des décalages de l'ordre de plusieurs centaines de longueurs d'onde pour la lumière réfléchie polarisée  $p$  produite par un faisceau incident polarisé  $p$ . La sensibilité estimée d'une telle technique est de  $1,8 \cdot 10^4 \mu\text{m}$  par unité de permittivité relative. D'autre part, le décalage GH de la lumière réfléchie polarisée  $p$  produite par la lumière incidente polarisée  $s$  (et vice versa) peut être amélioré jusqu'à plusieurs dizaines de longueurs d'onde en contrôlant la direction de l'aimantation de la couche magnéto-électrique. Dans ce cas, la sensibilité de la technique est d'environ  $1,6 \cdot 10^3 \mu\text{m}$  par unité de permittivité relative.

Nous avons également montré qu'un changement de température modifie l'amplitude du décalage latéral du faisceau, ainsi que sa position en fonction de l'angle d'incidence du faisceau et, sauf dans la configuration de polarisation  $s \rightarrow s$ , en fonction de la tension appliquée à la cellule à cristaux liquides. Dans les configurations de polarisation  $p \rightarrow p$  et  $p \rightarrow s$ , ce changement peut ainsi être contrôlé, au moins dans certains domaines de la plage d'angles d'incidence, en accordant la tension appliquée. Ces caractéristiques suggèrent la possibilité de compenser des dérives de la température si la mesure de décalages de faisceau avec cette structure était utilisée pour des applications de détection — par exemple comme principe de fonctionnement d'un capteur de gaz. Alternativement, ils pourraient également s'avérer utiles pour la conception d'un dispositif sensible de surveillance de la température.

Les résultats présentés dans cette section ont été publiés dans des revues à comité de lecture sous les références suivantes :

1. Yu. S. Dadoenkova, F. F. L. Bentivegna, N. N. Dadoenkova, R. V. Petrov, I. L. Lyubchanskii, M. I. Bichurin, "Controlling the Goos-Hänchen shift with external electric and magnetic fields in an electro-optic/magneto-electric heterostructure", *J. Appl. Phys.* **119**, 203101 (2016).

2. Yu. S. Dadoenkova, F. F. L. Bentivegna, V. V. Svetukhin, A. V. Zhukov, R. V. Petrov, M. I. Bichurin, "Controlling optical beam shifts upon reflection from a magneto-electric liquid-crystal-based system for applications to chemical vapor sensing", *Appl. Phys. B* **123**, 107 (2017).

3. Yu. S. Dadoenkova, F. F. L. Bentivegna, R. V. Petrov, M. I. Bichurin, "Principle of tunable chemical vapor detection exploiting the angular Goos-Hänchen shift in a magneto-electric liquid-crystal-based system", *J. Opt.* **19**, 095802 (2017).

4. Yu. S. Dadoenkova, F. F. L. Bentivegna, R. V. Petrov, M. I. Bichurin, "Thermal dependence of the lateral shift of a light beam reflected from a liquid crystal cell deposited on a magnetic film," *J. Appl. Phys.* **123**, 033105 (2018).

En dehors de ces études, je voudrais mentionner l'article suivant, sur un sujet connexe, dont j'ai été co-auteur avec mes collègues de Russie et de France :

5. Yu. S. Dadoenkova, F. F. L. Bentivegna, S. G. Moiseev, "Temperature dependence of voltage-controlled polarization plane rotation in a magnetic and electro-optic heterostructure," *Phys. Scripta* **94**, 105006 (2019).

---

Nous proposons une étude théorique de l'influence de la température sur l'état de polarisation d'un faisceau lumineux dans le proche infrarouge réfléchi ou transmis à travers une cellule à cristaux liquides nématiques, contrôlée par tension électrique, déposée sur une couche magnétique. Dans les deux cas, le changement de polarisation par rapport à celle du faisceau entrant trouve son origine dans les effets linéaires Kerr ou Faraday se produisant dans la couche magnétique, mais la valeur globale de la rotation du plan de polarisation dépend de la réflectivité et de la transmittivité de l'ensemble de l'hétérostructure. La température se manifeste dans toutes les couches de la structure à la fois par la dilatation thermique et l'effet thermo-optique lorsqu'elle varie entre la température ambiante et la température de transition de phase nématique-isotrope dans le cristal liquide. L'effet thermo-optique est le plus fort dans la cellule à cristaux liquides, où il est montré qu'il induit des variations notables de la rotation du plan de polarisation des faisceaux lumineux réfléchi et transmis dans cette plage de température. De tels changements dépendant de la température de la réponse MO peuvent être compensés en ajustant la tension continue appliquée au cristal liquide. D'autre part, nous montrons qu'elles peuvent être exploitées pour une surveillance sensible de la température.

### Références

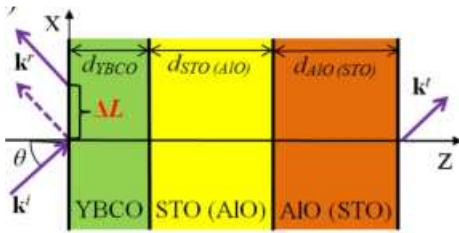
1. S. Asiri, J. Xu, M. Al-Amri, and M. Suhail Zubairy, *Phys. Rev. A* **93**, 013821 (2016).
2. Yu. S. Dadoenkova *et al.*, *Photonics Nanostruct. Fundam. Appl.* **11**, 345 (2013).
3. Yu. S. Dadoenkova, N. N. Dadoenkova, I. L. Lyubchanskii, Y. P. Lee, *J. Appl. Phys.* **118**, 213101 (2015).
4. T. Tang, J. Qin, J. Xie, L. Deng, and L. Bi, *Opt. Express* **22**, 27042 (2014).
5. F. Lima, T. Dumelow, E. L. Albuquerque, and J. A. P. da Costa, *J. Opt. Soc. Am. B* **28**, 306 (2011).
6. X. Wang, C. Yin, J. Sun, J. Gao, M. Huang, and Z. Cao, *J. Opt.* **15**, 014007 (2013).
7. N. Goswami, A. Kar, and A. Saha, *Opt. Comm.* **330**, 169 (2014).
8. A. K. Zvezdin and V. A. Kotov, *Modern Magneto-optics and Magneto-optical Materials* (Institute of Physics Publishing, Bristol, 1997).
9. R. R. Birss, *Symmetry and Magnetism* (North-Holland, Amsterdam, 1966).
10. M. Fiebig, *J. Phys. D* **38**, R123 (2005).
11. Yu. S. Dadoenkova, I. L. Lyubchanskii, Y.P. Lee and Th. Rasing, *Eur. Phys. J. B* **71**, 401 (2009).
12. Yu. S. Dadoenkova, I. L. Lyubchanskii, Y.P. Lee and Th. Rasing, *Low Temp. Phys.* **36**, 538 (2010).
13. Yu. S. Dadoenkova, I. L. Lyubchanskii, Y.P. Lee and Th. Rasing, *J. Opt. Soc. Am. B* **31**, 626 (2014).
14. A. Yariv and P. Yeh, *Optical Waves in Crystals* (Wiley, New York, 1984).
15. M. Born and E. Wolf, *Principles of Optics* (Pergamon, London, 1997).
16. B. B. Krichevstov, V. V. Pavlov, R. V. Pisarev, *JETP Lett.* **49**, 535 (1989).
17. B. B. Krichevstov, V. V. Pavlov, R. V. Pisarev, A. G. Selitsky, *Ferroelectrics* **161**, 65 (1994).
18. E. D. Palik, *Handbook of Optical Constants in Solids* (Academic Press, New York, 1991).
19. Landolt-Börnstein (K.-H. Hellwege and A. M. Hellwege, Eds.) - Group III, Condensed Matter, Vol. 12a, Magnetic and Other Properties of Oxides and Related Compounds - Part A: Garnets and Perovskites (Springer-Verlag, 1978).
20. M. Torfeh and H. Le Gall, *Phys. Status Solidi A* **63**, 247 (1981).
21. *Surfaces and Interfaces of Liquid Crystals*, edited by Th. Rasing and I. Mušević (Springer, Berlin, 2004).
22. I. Abdulhalim and D. Menashe, *Liq. Cryst.* **37**, 233 (2010).
23. T. A. F. König *et al.*, *ACS Nano* **8**, 6182 (2014).
24. S. Isaacs, F. Placido, I. Abdulhalim: *Appl. Opt.* **53**, H91 (2014).
25. Yu. S. Dadoenkova *et al.*, *Appl. Phys. B* **123**, 107 (2017).
26. G. Ahlers, *Experiments on Thermally Driven Convection* (Springer, Berlin, 1995).
27. A. Bogi and S. Faetti, *Liq. Cryst.* **28**, 729 (2001).
28. H. Kim, J. S. Horwitz, G. P. Kushto, Z. H. Kafafi, and D. B. Chrisey, *Appl. Phys. Lett.* **79**, 284 (2001).
29. D. Bhattacharyya and M. J. Carter, *Thin Solid Films* **288**, 176 (1996).
30. A. B. Socorro, S. Soltani, I. Del Villar, J. M. Corres, and A. M. Armani, *Opt. Express* **23**, 1930 (2015).
31. Y. Shoji, T. Nemoto, and T. Mizumoto, *IEEE Photonics Conference*, 589 (2014).
32. T. Tang, C. Li, L. Luo, Y. Zhang, and Q. Yuan, *Opt. Commun.* **370**, 49 (2016).

#### B.IV. EFFET GOOS-HÄNCHEN DANS DES STRUCTURES SUPRACONDUCTRICES

Outre les cristaux liquides, une autre classe de milieux présente une forte dépendance de ses propriétés électrodynamiques à la température — les milieux supraconducteurs (SuCs). Des systèmes à base de SuCs sont très prometteurs pour une application dans des dispositifs pour les régimes THz [1] et moyen infrarouge [2]. Plusieurs articles publiés dans des revues [1, 3] ont été consacrés à l'étude de la transmission des OEMs à travers des structures multicouches SuCs [4, 5]. Il était intéressant d'étudier l'effet GH et sa dépendance vis-à-vis de la température dans de telles structures.

##### B.IV.1. Hétérostructures multicouches supraconductrices et diélectriques

Nous considérons ici la réflexion d'une OEM à partir de la structure sandwich constituée d'une couche SuC  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$  et de deux couches diélectriques de titanate de strontium  $\text{SrTiO}_3$  et d'oxyde d'aluminium  $\text{Al}_2\text{O}_3$  avec des épaisseurs respectivement  $d_{\text{YBCO}}$ ,  $d_{\text{STO (AIO)}}$ , et  $d_{\text{AIO (STO)}}$ , comme illustré sur la figure B14. Nous choisissons ces milieux diélectriques car ils sont largement utilisés comme substrats pour des couches SuC. Les couches de la structure sont situées parallèlement au plan  $(xy)$  et l'axe  $z$  est perpendiculaire aux interfaces. Une OEM de fréquence angulaire  $\omega$  part du vide sous l'angle d'incidence  $\theta$ , et le faisceau réfléchi subit un décalage latéral  $\Delta L$  à partir de la position à la suite de l'optique géométrique (voir les flèches continue et pointillée sur la figure B14).



**Figure B14.** Schéma de l'effet GH à la réflexion de la lumière par une structure sandwich SuC/diélectrique  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7/\text{SrTiO}_3/\text{Al}_2\text{O}_3$ . Ici,  $\mathbf{k}^i$ ,  $\mathbf{k}^r$  et  $\mathbf{k}^t$  désignent les vecteurs d'onde des ondes respectivement incidente, réfléchie et transmise, et  $\theta$  est l'angle d'incidence.

Nous considérons le cas où la couche  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$  est déposée par croissance épitaxiale sur le substrat, de sorte que son axe cristallographique  $a$  (axe électriquement « léger ») et son axe  $c$  (axe électriquement « lourd ») coïncident respectivement avec les axes  $x$  et  $y$ . Le tenseur de permittivité diélectrique dépendant de la fréquence et de la température a des éléments diagonaux non nuls  $\varepsilon_{xx}(\omega, T) = \varepsilon_{zz}(\omega, T)$  et  $\varepsilon_{yy}(\omega, T)$ . Dans ce cas, une OEM dans la couche SuC peut être présentée comme les modes  $p$  et  $s$  indépendants avec les composantes  $z$  des vecteurs d'onde respectivement  $k_z^p = \sqrt{k_0^2 \varepsilon_{yy} - k_x^2}$  et  $k_z^s = \sqrt{k_0^2 \varepsilon_{xx} - k_x^2}$ . Les composantes du tenseur de permittivité diélectrique de la couche SuC sont calculées selon [4] :

$$\varepsilon_{ii}(\omega, T) = 1 + \frac{4\pi i}{\omega} \sigma_{ii}(\omega, T), \quad i = xx, yy. \quad (\text{B22})$$

Ici, le tenseur de conductivité électrique dynamique  $\sigma_{ii}(\omega, T)$  est défini comme

$$\sigma_{ii}(\omega, T) = f_+(\omega, T) \sigma_{ii}^+(\omega, T) + f_-(\omega, T) \sigma_{ii}^-(\omega, T), \quad (\text{B23})$$

$$\sigma_{ii}^-(\omega, T) = \frac{T_c}{\Lambda_{ii}^{(0)}(\alpha T - i\omega T_c)}, \quad \sigma_{ii}^+(\omega, T) = \frac{i(T^4 - T_c^4)}{\omega \Lambda_{ii}^{(0)} T_c^4} + \left(\frac{T}{T_c}\right)^4 \sigma_{ii}^-(\omega, T). \quad (\text{B24})$$

où  $f_{\pm}(\omega, T)$  sont les fonctions de distribution d'électrons

$$f_{\pm}(\omega, T) = \left( 1 + \exp \left\{ \frac{\pm \hbar [\omega - \omega_s(T)]}{k_B T} \right\} \right)^{-1}, \quad (\text{B25})$$

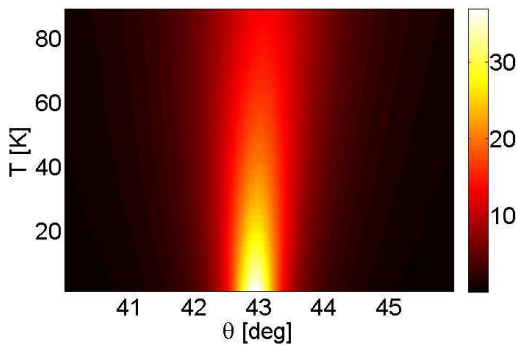
où  $\omega_s$  est déterminée en fonction de l'énergie du demi-intervalle SuC  $\Delta(T) = \hbar \omega_s$ , qui est approximée comme  $\Delta(T) = \Delta_0 (1 - T^3/T_c^3)^{1/4}$ ,  $\alpha$  est la composante du taux de diffusion, et  $\Lambda_{ii}^{(0)}$  désigne les composantes du tenseur de London au zéro absolu de température.

Dans les régimes optique et proche infrarouge, les propriétés électrodynamiques de  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$  peuvent être décrites par la permittivité diélectrique uniquement, c'est-à-dire que la perméabilité magnétique est celle du vide ( $\mu = \mu_0$ ).

Les calculs du décalage latéral GH ont été effectués pour la couche SuC d'épaisseur  $d_{\text{YBCO}}$  jusqu'à 70 nm. Cette limite d'épaisseur de la couche SuC est due à la forte absorption dans des couches SuC épaisses. Les épaisseurs des couches  $\text{SrTiO}_3$  et  $\text{Al}_2\text{O}_3$  sont respectivement  $d_{\text{STO}} = 4 \mu\text{m}$  et  $d_{\text{AlO}} = 6 \mu\text{m}$ , car ces milieux sont transparents en régime visible et leurs indices de réfraction sont respectivement  $n_{\text{STO}} = 2,437$  et  $n_{\text{AlO}} = 1,767$  [6]. Pour le calcul de la permittivité diélectrique de la couche SuC, nous avons utilisé les paramètres suivants :  $\alpha = 1,4 \cdot 10^{13} \text{ s}^{-1}$ ,  $\Lambda_{xx}^{(0)} = 2,1 \cdot 10^{-30} \text{ s}^2$ ,  $\Lambda_{yy}^{(0)} = 1,9 \cdot 10^{-28} \text{ s}^2$ ,  $\Delta_0 = 3,0 \cdot 10^{-2} \text{ eV}$  [4].

Nous étudions la dépendance du décalage latéral de l'onde polarisée  $s$  de la température, de l'épaisseur de la couche SuC, et de la fréquence angulaire et de l'angle d'incidence de l'OEM. Nous restreignons notre analyse à l'étude du comportement du pic de  $\Delta X_s$  sous un pseudo-angle de Brewster.

La figure B15 montre l'évolution du pic de décalage latéral réduit par rapport à la longueur d'onde  $\lambda_0$  ( $\Delta X_s/\lambda_0$ ) avec l'angle d'incidence  $\theta$  et la température  $T$ . Nous étudions la plage de la température de zéro à la température de transition SuC de  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$  ( $T_c = 90 \text{ K}$ ). L'augmentation de la température conduit à une diminution de maximum de  $\Delta X_s$  en raison de l'augmentation de l'absorbance dans la couche SuC. Cette tendance est en accord avec les résultats rapportés pour un décalage latéral en milieu avec pertes [7]. De même, la position du pic dérive légèrement avec la croissance de la température vers un  $\theta$  plus grand, car le changement de la permittivité  $\epsilon_{yy}$  avec la température entraîne un décalage du pseudo-angle de Brewster. Il est à noter que la diminution de  $\Delta X_s$  avec la croissance de la température au voisinage du pseudo-angle de Brewster dans un système avec une couche SuC est opposée au comportement du décalage latéral dans des composites diélectrique/métal à la température élevée ( $T > 300 \text{ K}$ ) [8].

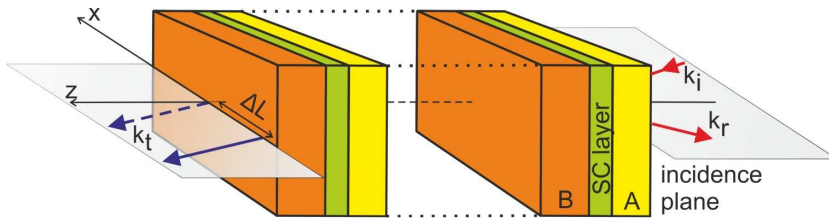


**Figure B15.** Évolution du décalage latéral réduit  $\Delta X_s/\lambda_0$  avec l'angle d'incidence  $\theta$  et la température  $T$ . L'épaisseur de la couche SuC est  $d_{\text{SuC}} = 50 \text{ nm}$ , la fréquence angulaire est  $\omega = 100 \text{ rad.THz}$ .

Comme on peut le voir sur la figure B15, le décalage latéral est suffisant sur une assez large plage de températures. Par exemple, autour de la température de l'azote liquide ( $T = 77 \text{ K}$ ), le décalage latéral est d'environ 15 longueurs d'onde, ce qui peut également être détecté expérimentalement. Il convient de noter que de nos jours, des expériences optiques précises peuvent être effectuées à température ultra-basse [9,10].

**B.IV.2. Cristal photonique supraconducteur**

Nous considérons la transmission d'une OEM à travers un cristal photonique SuC ternaire de taille finie 1D présenté schématiquement sur la figure B16. La cellule unitaire du cristal photonique SuC est constituée de deux couches diélectriques A et B et d'une couche SuC placée entre elles. On considère que la couche SuC d'épaisseur  $d_{SuC} = 20$  nm est constituée de  $YBa_2Cu_3O_7$ , la couche A d'épaisseur  $d_A = 4$   $\mu\text{m}$  de  $SrTiO_3$ , et la couche B d'épaisseur  $d_B = 6$   $\mu\text{m}$  d' $Al_2O_3$ . Les couches du cristal photonique sont parallèles au plan ( $xy$ ) et l'axe  $z$  est perpendiculaire aux interfaces. Le nombre total de périodes du cristal photonique d'épaisseur  $D = d_A + d_{SuC} + d_B$  est de 10. Le contraste des indices de réfraction des couches du cristal photonique conduit à l'apparition de bandes de fréquence interdites dans les spectres de transmittivité où la lumière ne peut pas se propager. La description détaillée des spectres de transmission de tels cristaux photoniques se trouve dans la section C.



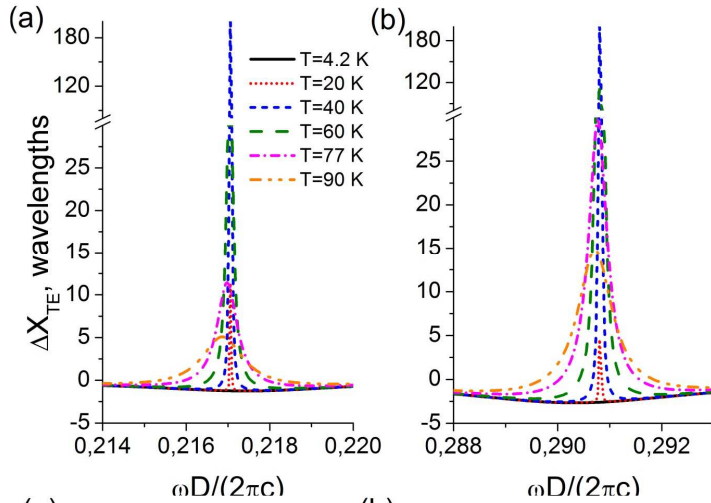
**Figure B16.** Représentation schématique du décalage latéral lors de la transmission de la lumière à travers un cristal photonique SuC/diélectrique 1D.

Une OEM est incidente du vide sur la surface du cristal photonique SuC (la couche A), et le plan ( $xz$ ) est le plan d'incidence. Le décalage GH a lieu aux deux surfaces du cristal photonique. On étudie le décalage latéral  $\Delta L$  de la lumière transmise uniquement, qui peut être aussi bien positif que négatif (voir les flèches continue et pointillée sur la figure B16, où le décalage négatif est illustré pour plus de simplicité).

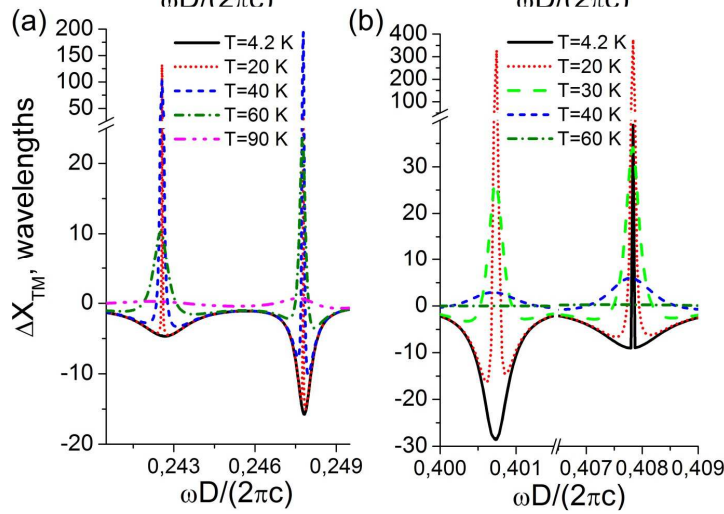
Dans les figures B17a et B17b le décalage latéral normalisé  $\Delta X = \Delta L/\lambda_0$  est représenté en fonctions de la fréquence réduite  $\omega D/(2\pi c)$  pour différentes températures inférieures à  $T_c$  et égales à  $T_c$  respectivement aux bords basse et haute fréquence de la bande interdite. À  $T = 4,2$  K, le décalage GH est négatif (environ  $-2\lambda_0$ ). Avec l'augmentation de la température,  $\Delta X_p$  démontre des pics positifs croissants aux deux bords de la bande interdite qui peuvent atteindre  $200\lambda_0$  à  $T = 40$  K (voir les courbes bleues sur la figure B17). Pour  $T > 40$  K, ces pics diminuent et s'élargissent, et pour  $T = 90$  K au bord basse fréquence de la bande interdite  $\Delta X_p$  est d'environ  $5\lambda_0$ , tandis qu'au niveau haute fréquence le décalage GH est trois fois plus grand. Il convient de noter que pour la température de l'azote liquide ( $T = 77$  K),  $\Delta X_p$  est toujours d'environ plusieurs dizaines de longueurs d'onde (comme le montrent les courbes magenta sur la figure B17).

Le comportement différent de la dépendance du décalage GH  $\Delta X_s$  à la température est également observé pour les OEMs polarisées  $s$  (figure B18). Contrairement au cas de la polarisation  $p$ , à  $T = 4,2$  K,  $\Delta X_s$  est d'environ  $-15\lambda_0$  et  $-30\lambda_0$  respectivement aux bords basse et haute fréquence de la bande interdite. À la température d'environ 20 K,  $\Delta X_s$  présente des maxima positifs très prononcés atteignant plusieurs centaines de longueurs d'onde. Une augmentation supplémentaire de la température conduit à un abaissement du décalage GH aux deux bords de la bande interdite, en particulier à la haute fréquence (voir les courbes bleues correspondant à  $T = 40$  K sur les figures B17a et B17b). Au bord basse fréquence de la bande interdite, le décalage latéral  $\Delta X_s$  est encore important (environ  $20\lambda_0$ ) tandis qu'au niveau de la haute fréquence  $\Delta X_s$  ne dépasse pas  $5\lambda_0$ .

Il convient de noter que les maxima du décalage GH pour la lumière polarisée  $s$  et  $p$  aux bords basse et haute fréquence de la bande interdite photonique correspondent aux transmittivités maximales.



**Figure B17.** Décalages latéraux  $\Delta X_p$  d'une OEM polarisée  $p$  en fonction de la fréquence normalisée  $\omega D/(2\pi c)$  pour l'angle d'incidence  $\theta=30^\circ$  à différentes températures  $T$  aux bords basse (a) et haute fréquence (b) de la bande interdite photonique.



**Figure B18.** Identique à la figure B17, mais pour une OEM polarisée  $s$ .

### B.IV.3. Résumé

Nous avons montré que le décalage latéral dans les structures multicouches est très sensible à la température en dessous de la température critique, là où existe la phase SuC de  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$  ( $T < 90$  K). En faisant varier la température, il est possible d'obtenir des valeurs élevées du décalage latéral pour les OEMs de polarisations aussi bien  $p$  que  $s$ .

Les résultats présentés dans cette section ont été publiés dans des revues à comité de lecture sous les références suivantes :

1. Yu. S. Dadoenkova, N. N. Dadoenkova, I. L. Lyubchanskii, Y.P. Lee, Th. Rasing, "Effect of lateral shift of the light transmitted through a one-dimensional superconducting photonic crystal", *Photonic Nanostruct.* **11**, 345-352 (2013).

2. Yu. S. Dadoenkova, N. N. Dadoenkova, I. L. Lyubchanskii, Y. P. Lee, "Goos-Hänchen shift at the reflection of light from the complex structures composed of superconducting and dielectric layers", *J. Appl. Phys.* **118**, 213101 (2015).

### Références

1. S. M. Anlage, *J. Opt.* **13**, 024001(2011).
2. C. H. R. Ooi, *AIP Conf. Proceedings* **1328**, 24 (2011).
3. S. Saveliev *et al.*, *Reports on Progress in Physics* **73**, 026501 (2010).
4. H. Rauh and Y. A. Genenko, *J. Phys.: Condensed Matter* **20**, 145203(2008).



5. I. L. Lyubchanskii *et al.*, *J. Opt. A: Pure and Appl. Opt.* **11**, 114014 (2009).
6. E. D. Palik, *Handbook of Optical Constants in Solids* (Academic Press, New York, 1991).
7. H. M. Lai and S. W. Chan, *Opt. Lett.* **27**, 680 (2002).
8. B. Zhao and L. Gao, *Opt. Exp.* **17**, 21433 (2009).
9. S. M. Meenehan *et al.*, *Phys. Rev. A* **90**, 011803(R) (2014).
10. R. Beyer and M. Dressel, *Rev. Sci. Instrum.* **86**, 053904 (2015)

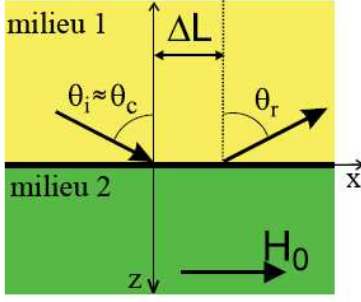
### B.V. EFFET GOOS-HÄNCHEN POUR DES ONDES DE SPINS EN RÉGIME D'ÉCHANGE

Les phénomènes ondulatoires de toute nature partagent de nombreuses similitudes ; par conséquent, de nombreuses propriétés connues de l'optique géométrique et de l'optique ondulatoire sont également présentes dans le cas des ondes acoustiques et de particules, dont l'effet GH. Des décalages de faisceau réfléchis similaires ont lieu en acoustique (effet Schoch), pour les ondes neutroniques et aussi les électrons dans le graphène [1-3]. Récemment, un décalage GH géant (égal à environ cent longueurs d'onde de l'OEM incidente) a été observé en réflexion depuis la surface du cristal photonique [4]. Dans des milieux MO, le décalage GH peut atteindre des valeurs de plusieurs dizaines de longueur d'onde [5]. On peut donc s'attendre à l'existence d'un effet analogue pour les ondes de spins, c'est-à-dire des excitations magnétiques cohérentes de faible énergie dans des milieux magnétiquement ordonnés. Dans les années 1980, il a été théoriquement démontré que le décalage GH est impossible pour les ondes magnétostatiques réfléchies à la frontière entre un ferromagnétique et le vide [6], mais est possible pour une géométrie de guide d'ondes avec un champ magnétique normal à l'axe du guide d'ondes [7].

Les ondes de spins sont des excitations qui peuvent être exploitées pour miniaturiser ou accélérer les dispositifs spintroniques existants ou étendre leurs fonctionnalités dans de nouvelles directions. Ce domaine de recherche à l'échelle nanométrique s'appelle la magnonique [8]. Les applications possibles de la magnonique sont liées à un large domaine technologique, allant des micro-ondes, des métamatériaux pour OEMs ou des dispositifs magnoniques dans lesquels les ondes de spins sont utilisées comme vecteurs d'information. Dans beaucoup de ces applications, la connaissance des propriétés de transmission et de réflexion des ondes de spins traversant les interfaces entre deux milieux différents ou diffusées sur les bords et les non-uniformités sera cruciale. L'idée de donner une utilisation pratique aux ondes de spins a une longue histoire [9], mais dans le passé elle se limitait principalement aux ondes magnétostatiques, c'est-à-dire pour les ondes de spins à longue longueur d'onde où l'interaction d'échange peut être négligée. L'idée de la magnonique était récemment due aux améliorations de la fabrication et des mesures à l'échelle nanométrique. Ces méthodes améliorées permettent maintenant d'étudier expérimentalement les ondes de spins de courtes longueurs d'onde, c'est-à-dire que la maîtrise des ondes de spins devient possible.

#### B.V.1. À l'interface entre deux milieux magnétiques semi-infinis

Dans cette sous-section, je montre notre prédiction théorique d'un énorme décalage latéral des ondes de spins en régime d'échange lorsqu'elles sont en incidence proche de l'angle de réflexion totale à l'interface entre deux milieux ferromagnétiques (FM), comme le montre la figure B19. Le cas le plus simple consiste en deux milieux FM semi-infinis, notés 1 et 2, étant en contact direct, mais les résultats présentés ici peuvent s'appliquer également pour un milieu séparé par une couche intercalaire d'épaisseur finie, lorsque l'interaction entre ces milieux est préservée. On suppose que les milieux magnétiques sont magnétiquement saturés parallèlement à un champ magnétique statique externe  $\mathbf{H}_0$  qui est appliqué le long de l'interface. La propagation des ondes est limitée au plan ( $xz$ ). Dans cette géométrie, le champ de désaimantation statique est nul.



**Figure B19.** Schéma de l'effet GH pour une onde de spins dans la configuration de réflexion interne totale (proche de l'angle critique  $\theta_c$ ) à l'interface entre deux milieux FM notés 1 et 2. Ici,  $\theta_i$  et  $\theta_r$  désignent respectivement les angles d'incidence et de réflexion de l'onde. Les deux milieux sont aimantés parallèlement à l'interface par le champ magnétique statique  $\mathbf{H}_0$ .

La propagation des ondes de spins dans un milieu FM peut être décrite par l'équation de Landau-Lifshitz linéarisée pour les composantes dynamiques du vecteur d'aimantation,  $\mathbf{m}_j = (m_{y,j}, m_{z,j})$ , perpendiculaire à la direction d'une saturation magnétique, c'est-à-dire l'axe  $x$  ( $j = 1, 2$  selon le milieu) :

$$\frac{i\omega}{\mu_0} \mathbf{m}_j(\mathbf{r}) = [\mathbf{m}_j(\mathbf{r}) + M_{S,j} \hat{x}] \wedge \mathbf{H}_{eff,j}, \quad \mathbf{H}_{eff,j} = H_0 \hat{x} + \frac{2A_j}{\mu_0 M_{S,j}^2} \nabla \mathbf{m}_j(\mathbf{r}) \quad (\text{B26})$$

où  $\mathbf{r}$  est le vecteur position,  $\omega$  est une fréquence angulaire d'une onde de spins,  $\gamma = 176$  GHz/T est le rapport gyromagnétique,  $M_{S,j}$  est l'aimantation de saturation, et  $\mathbf{H}_{eff,j}$  est le champ magnétique interne effectif où seuls le champ magnétique statique externe et le champ d'échange sont pris en compte pour plus de simplicité, et  $A_j$  est la constante d'échange dans le milieu  $j$ . Le champ d'échange (le deuxième terme dans l'expression ci-dessus) peut être directement dérivé de l'hamiltonien de Heisenberg dans la limite d'ondes de spins de longueurs d'onde beaucoup plus grandes que la constante du réseau cristallographique [9]. Cela signifie que nous avons limité la discussion à des ondes de spins caractérisées par une relation de dispersion parabolique, c'est-à-dire à des ondes de spins avec des vecteurs d'onde suffisamment grands (supérieurs à environ  $10^7 \text{ m}^{-1}$ ), où la contribution des interactions dipolaires dynamiques peut être négligée en toute sécurité [9] et à des ondes de spins avec des longueurs d'onde beaucoup plus grandes que la constante du réseau du milieu FM où la périodicité cristallographique est sans importance. Des ondes considérées avec des longueurs d'onde comprises entre 20 nm et 60 nm satisfont à ces exigences. Dans l'équation (B26), nous supposons également une dépendance temporelle harmonique, avec  $\mathbf{m}_j(t) \propto \exp(-i\omega t)$ , et nous considérons que  $\mathbf{m}_j \ll \mathbf{M}_{S,j}$ , ce qui constitue la base de l'approximation linéaire utilisée. L'amortissement des ondes de spins est négligé dans les calculs.

Les solutions de l'équation (B26) dans un milieu uniforme peuvent être écrites comme un ensemble d'ondes planes avec le vecteur d'onde  $\mathbf{k}_j$  posé dans le plan  $(xz)$  :  $\mathbf{m}_j(\mathbf{r}) \propto \exp(i\mathbf{k}_j \cdot \mathbf{r})$  pour chacun des milieux FM semi-infinis. Après substitution de cette solution en équation (B26), la relation de dispersion pour les ondes de spins peut être dérivée :

$$\omega = \mu_0 \left( H_0 + \frac{2A_j}{\mu_0 M_{S,j}} k_j^2 \right). \quad (\text{B27})$$

Le calcul des coefficients de réflexion et de transmission nécessite d'écrire les conditions aux limites à l'interface (en  $z = 0$  sur la figure B19) pour  $\mathbf{m}_i$ . Nous utiliserons les conditions aux limites introduites par Hoffmann dans [10] :

$$\frac{A_i}{M_{S,i}} \frac{\partial \mathbf{m}_i}{\partial z} + A_{12} \left( \frac{\mathbf{m}_i}{M_{S,i}} - \frac{\mathbf{m}_j}{M_{S,j}} \right) = 0, \quad (\text{B28})$$

où  $i$  et  $j$  prennent les valeurs 1 et 2 ou 2 et 1,  $A_{12}$  est la constante d'échange intercouche décrivant le couplage

d'échange entre les deux milieux magnétiques. En général, cette valeur peut être positive ou négative, selon que le couplage FM ou antiferromagnétique est présent. Ici, nous allons nous concentrer uniquement sur un couplage FM,  $A_{12} > 0$ . La valeur de  $A_{12}$  peut également être modifiée en introduisant une couche d'espacement non magnétique entre le milieu 1 et le milieu 2, suffisamment mince pour permettre l'interaction entre les aimantations dans les deux milieux. Le paramètre  $A_{12}$  peut être traité ici comme un paramètre phénoménologique [11], qui peut décrire divers types d'interactions intercouches (par exemple, Ruderman-Kittel-Kasuya-Yosida ou tunnel) régis par les électrons de conduction.

En raison de la symétrie de translation le long de l'interface, les composantes du vecteur d'onde le long de l'interface doivent être conservées. En conséquence, l'angle d'incidence est égal à l'angle de réflexion  $\theta_i = \theta_r$ , et l'angle d'incidence  $\theta_i$  et les angles de transmission  $\theta_t$  sont liés l'un à l'autre selon la loi de Snell pour les ondes de spins [12]  $n_{12} \sin \theta_i = \sin \theta_t$ , où, par analogie avec optique, l'indice de réfraction relatif des ondes de spins est défini comme  $n_{12} = \sqrt{M_{S,1}A_2 / (M_{S,2}A_1)}$ .

En tenant compte de cela et en introduisant les solutions d'ondes planes décrites ci-dessus dans l'équation (B28), on peut obtenir l'expression suivante pour le coefficient de réflexion  $R$  [12] :

$$R = \frac{A_1 A_2 k_1 k_2 \cos \theta_i \cos \theta_t + i(A_1 k_1 \cos \theta_i - A_2 k_2 \cos \theta_t)}{A_1 A_2 k_1 k_2 \cos \theta_i \cos \theta_t + i(A_1 k_1 \cos \theta_i + A_2 k_2 \cos \theta_t)}, \quad (\text{B29})$$

Nous utilisons la méthode de la phase stationnaire pour étudier l'effet GH pour des ondes de spins en régime d'échange. La figure B19 représente schématiquement le décalage GH  $\Delta L$  d'un faisceau d'ondes de spins lorsque l'angle d'incidence est proche de l'angle critique  $\theta_c$  de réflexion totale. Supposons que l'onde de spins incidente puisse être représentée comme un paquet d'ondes de forme gaussienne, avec une largeur caractéristique  $\Delta k_x \ll k_x$ , alors le faisceau réfléchi montrera un décalage spatial par rapport au paquet d'ondes incident de longueur  $\Delta L = \partial \psi / \partial k_{x,1}$ , où  $\psi = \arctan(\text{Im}(R)/\text{Re}(R))$ ,  $k_{x,1}$  est la composante  $x$  du vecteur d'onde  $\mathbf{k}_1$  dans le milieu 1. Comme on peut le voir à partir de l'équation (B29), la partie imaginaire du coefficient de réflexion n'existe que pour  $A_{12} \neq 0$ . Ainsi, l'existence de l'effet GH pour des ondes de spins est définie par le couplage d'échange intercouche entre deux milieux magnétiques.

Les équations ci-dessus ont été évaluées pour une onde de spins qui traverse une interface séparant le fer (Fe) et le permalloy ( $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ ). Nous avons utilisé des valeurs typiques de l'aimantation à saturation  $M_{S1} = 1,752 \text{ MA/m}$  et  $M_{S2} = 0,860 \text{ MA/m}$  et des constantes d'échange  $A_1 = 2,1 \cdot 10^{-11} \text{ J/m}$  et  $A_2 = 1,3 \cdot 10^{-11} \text{ J/m}$ , respectivement pour Fe et permalloy. Nous avons supposé une petite constante de couplage d'échange  $A_{12} = 10^{-3} \text{ J/m}^2$  [11]. Pour cet ensemble de paramètres,  $n_{12} > 1$  et l'angle de réflexion interne totale (l'angle critique) est  $\theta_c = \arcsin(n_{12}^{-1}) = 62,9646^\circ$ .

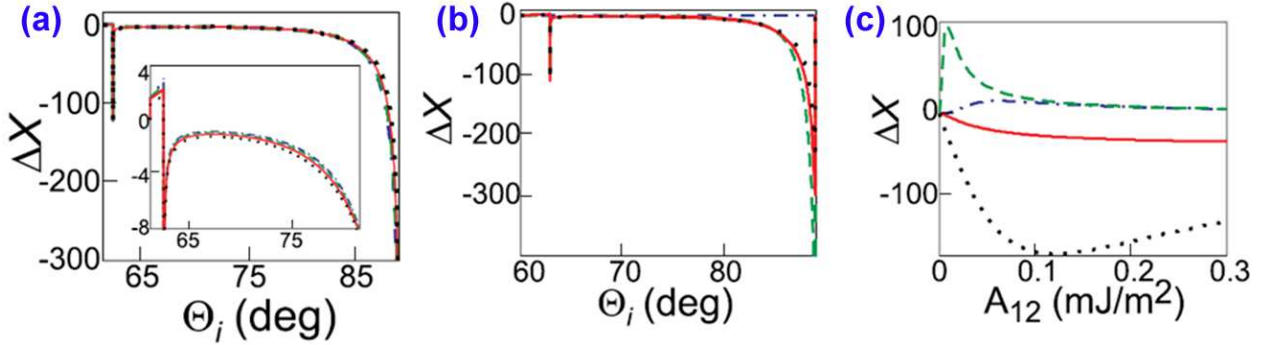
Nos calculs ont montré que le décalage GH devient significatif aux angles d'incidence proches de  $\theta_c$ . Aux angles d'incidence inférieurs à  $\theta_c$ , le décalage GH est positif (environ plusieurs longueurs d'onde).

Dans des milieux magnétiques, il est toujours possible de s'accorder par champ magnétique externe. Les possibilités d'accord du décalage GH par un champ magnétique externe sont représentées sur la figure B20a. Nous présentons  $\Delta X$  en fonction de  $\theta_i$  pour la fréquence angulaire fixe  $\omega_2 = 2\pi \cdot 80 \text{ rad.GHz}$  et pour différentes valeurs du champ magnétique  $\mu_0 H_0$  à partir de 0,5 T jusqu'à 2,0 T. Une augmentation de  $H_0$  entraîne une petite diminution de  $\Delta X$  pour  $\theta_i$  proche de  $\theta_c$ , comme on peut l'observer sur l'encart de la figure B20a.

Sur la figure B20b, nous montrons la dépendance de  $\Delta X$  vis-à-vis de l'angle d'incidence  $\theta_i$  pour

différentes valeurs de  $A_{12}$  pour la fréquence fixe 80 rad.GHz. L'augmentation de  $A_{12}$  conduit à agrandir le décalage GH aux angles d'incidence inférieurs à  $\theta_c$ , et à diminuer à l'incidence rasante pour de grandes valeurs de  $A_{12}$ . Dans la situation particulière où  $A_{12} = 0$  (courbe bleue), le décalage GH n'existe pour aucun angle d'incidence, comme nous l'avons déjà constaté en analysant l'équation (B29). La figure B20c présente  $\Delta X$  en fonction de  $A_{12}$  pour de petites valeurs de la constante d'échange intercouche pour  $\theta_i$  proche de  $\theta_c$  et à l'angle de l'incidence rasante ( $\theta_i = 88,20^\circ$ ). Pour  $\theta_i < \theta_c$  le  $\Delta X$  est positif et vaut jusqu'à plusieurs dizaines de longueurs d'onde. La valeur maximale  $\Delta X_{\max} \approx 105\lambda$  se trouve à  $A_{12} \approx 0,01$  mJ/m<sup>2</sup> à  $\theta_i \approx \theta_c$  (mais  $\theta_i$  est toujours inférieur à  $\theta_c$ ). Pour  $\theta_i > \theta_c$ , le décalage GH est négatif (environ plusieurs dizaines de longueurs d'onde) et la valeur absolue de  $\Delta X$  augmente avec  $A_{12}$  (voir le trait plein sur la figure B20b). Pour l'incidence rasante  $\Delta X$  augmente d'abord avec  $A_{12}$ , puis à une certaine valeur de la constante d'échange ( $A_{12} \approx (0,05-0,1)$  mJ/m<sup>2</sup> en fonction de l'angle d'incidence) elle commence à diminuer. Plus  $\theta_i$  est proche de  $\theta_c$  (ou de  $90^\circ$ ), plus petite est la valeur de  $A_{12}$  à laquelle  $\Delta X$  est maximal.

Ces propriétés ouvrent les portes à des applications pratiques de notre découverte, par exemple, en tant qu'outil pour des mesures précises du couplage d'échange entre des milieux magnétiques dans les dispositifs spintroniques.



**Figure B20.** (a) Décalage GH réduit  $\Delta X$  d'une onde de spins en fonction de l'angle d'incidence  $\theta_i$ , pour différentes valeurs du champ magnétique externe,  $\mu_0 H_0 = 0,5$  T, 1 T, 1,5 T et 2 T (resp. courbes bleue, verte, rouge et noire). (b) Décalage GH réduit  $\Delta X$  en fonction de l'angle d'incidence  $\theta_i$  pour différentes valeurs du paramètre d'échange  $A_{12} = 0, 0,3, 0,6$  et 1 en unités de  $10^{-3}$  J/m (resp. courbes bleue, verte, rouge et noire). (c) Décalage GH sans dimension  $\Delta X$  en fonction de  $A_{12}$  pour différentes valeurs de  $\theta_i$ : autour de  $\theta_c$ :  $62,95^\circ, 62,96^\circ, 62,97^\circ$  (resp. courbes bleue, verte et rouge) et sous incidence rasante  $88,20^\circ$  (courbe noire). Ici  $\omega_2 = 2\pi 80$  rad.GHz et  $n_{12} > 1$ .

### B.V.2. Dans une couche mince magnétique

Dans cette sous-section, je présente les résultats de simulations micromagnétiques s'appuyant sur un modèle analytique et montre qu'un décalage GH existe pour une onde de spins se propageant dans une couche mince FM lors de sa réflexion à son extrémité, et qu'avec l'utilisation de techniques expérimentales de pointe, l'effet peut être mesuré.

Nous étudions la propagation d'une onde de spins dans une couche mince FM dans une géométrie fréquemment utilisée en magnonique (figure B21). La couche a un bord à  $y = 0$  et est magnétiquement saturée par le champ magnétique statique  $\mathbf{H}$  dans le plan qui est appliqué le long de l'axe  $y$ , c'est-à-dire perpendiculaire au bord de la couche,  $\mathbf{H} = -H \hat{y}$ . L'épaisseur de la couche est  $L_z = 5$  nm et c'est beaucoup plus petit que les dimensions latérales de la couche,  $L_x$  et  $L_y$ , utilisées en simulations micromagnétiques. La propagation d'une onde de spins est limitée au plan de la couche ( $xy$ ).

Pour calculer le décalage GH, nous utilisons la méthode de la phase stationnaire développée pour les

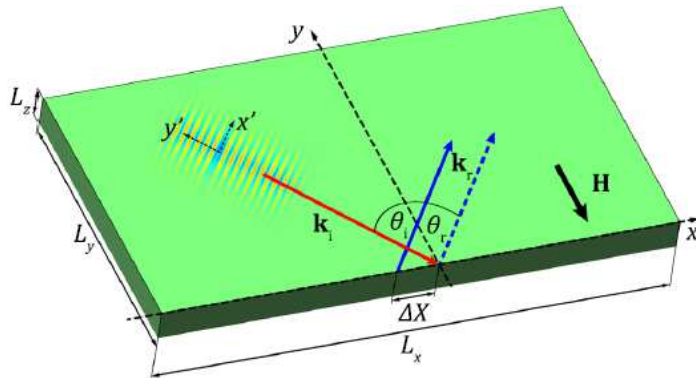
OEMs et déjà utilisée pour les ondes de spins en régime d'échange. Le faisceau réfléchi montrera un décalage  $\Delta X$  par rapport au point d'incidence au bord de la couche le long de l'axe  $x$  :

$$\Delta X = \frac{-2d \tan \theta_i}{d^2 + (k \cos \theta_i)^2}, \tag{B30}$$

où  $d$  est le paramètre d'épinglage efficace pour la dynamique d'aimantation [13] et  $k$  est le nombre d'onde.

Le paramètre d'épinglage  $d$  peut avoir une nature variée [14] : il peut provenir, par exemple, d'une anisotropie de surface ou d'effets dipolaires collectifs et peut prendre des valeurs aussi bien positives que négatives. L'équation (B30) a été obtenue à partir de la relation de dispersion analytique pour des ondes de spins en couche mince dans la limite des interactions d'échange dominantes.

À partir de l'équation (B30), il est clair que l'existence de l'effet GH est déterminée par la valeur du paramètre d'épinglage  $d$ , le signe de  $d$  détermine le signe du décalage GH. Le décalage GH  $\Delta X$  disparaît pour  $d = 0$  et pour  $d = \pm\infty$ , ce qui correspond respectivement à des spins totalement libres et totalement fixes au bord de la couche. La dépendance du  $\Delta X$  sur  $d$  est représentée sur la figure B22a pour une onde de spins à 120 GHz se propageant dans un champ magnétique 2 T dans des couches Co, Py et YIG à  $\theta_i = 60^\circ$ . Ici, nous avons utilisé des valeurs typiques de l'aimantation à saturation [15, 16] :  $M_{S,Co} = 1,445 \cdot 10^6$  A/m,  $M_{S,Py} = 0,7 \cdot 10^6$  A/m, et  $M_{S,YIG} = 0,194 \cdot 10^6$  A/m, et échange constantes  $A_{Co} = 3,0 \cdot 10^{-11}$  J/m,  $A_{Py} = 1,1 \cdot 10^{-11}$  J/m, et  $A_{YIG} = 0,4 \cdot 10^{-11}$  J/m. Les calculs ont été effectués pour une large bande du milieu magnétique ( $L_y = 2$   $\mu\text{m}$ ) avec l'épinglage de l'onde de spins dynamique ayant une source uniquement due aux interactions dipolaires [13].

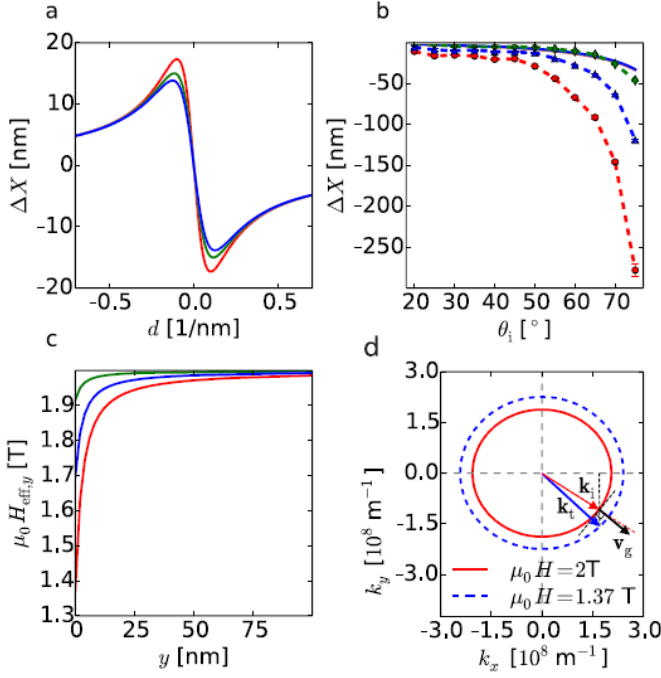


**Figure B21.** La réflexion classique du faisceau des ondes de spins (ligne bleue pointillée) et la réflexion avec le décalage GH  $\Delta X$  négatif (ligne bleue continue) du faisceau incident (ligne rouge) à partir du bord d'une couche FM. Ici,  $\mathbf{k}_i$  et  $\mathbf{k}_r$  désignent les vecteurs d'onde des ondes de spins incidente et réfléchie,  $\theta_i$  et  $\theta_r$  sont respectivement les angles d'incidence et de réflexion. La couche mince FM a une aimantation saturée par le champ magnétique statique  $\mathbf{H}$ . Deux systèmes de coordonnées cartésiennes sont :  $(x, y, z)$  liés à la géométrie de la couche et  $(x', y', z')$  définissant le faisceau d'ondes de spins.

Le décalage GH en fonction de l'angle d'incidence calculé à partir de l'équation (B30) est représenté sur la figure B22b avec les courbes rouge, bleue et verte continues respectivement pour Co, Py et YIG (qui coïncident). Nous pouvons voir une diminution monotone de  $\Delta X$  avec l'augmentation de l'angle d'incidence. Des dépendances très similaires sont obtenues pour tous les milieux considérés.

Pour vérifier les résultats analytiques, nous avons effectué des simulations micromagnétiques. Les résultats numériques sont représentés sur la figure B22b avec les courbes pointillées. Les simulations micromagnétiques étaient limitées à  $\theta_i = 5^\circ$ , car pour les angles d'incidence plus grands, la zone de simulation le long des  $x$  doit être largement augmentée, ce qui rend les simulations très longues. À partir des deux méthodes, nous avons obtenu une dépendance qualitativement similaire  $\Delta X(\theta_i)$ . Cependant, les décalages GH obtenus dans les simulations micromagnétiques sont beaucoup plus importants que ceux du modèle analytique et cette différence augmente avec  $\theta_i$ . De plus, les résultats obtenus à partir de l'équation (B30) indiquent que les valeurs du décalage GH pour tous les milieux sont similaires et tendent vers la même valeur

pour un  $\theta$  élevé. Cet effet ne se dégage pas des simulations micromagnétiques, au contraire, avec l'augmentation de la différence des décalages GH augmente plus rapidement. Le plus grand décalage est pour Co et le plus petit est pour YIG, atteignant des valeurs respectivement de 270 nm et 50 nm à  $\theta = 75^\circ$ .

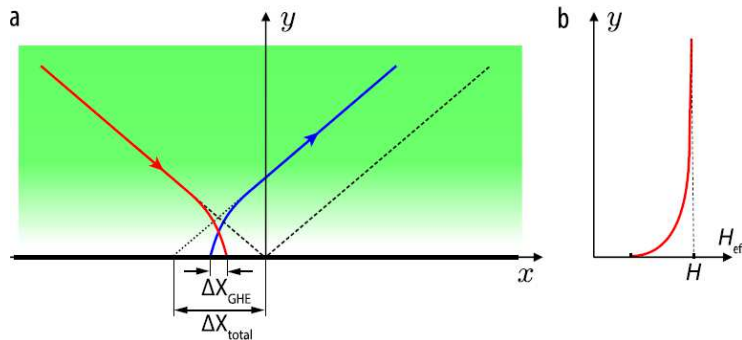


**Figure B22.** (a) Le décalage GH d'une onde de spins à 120 GHz en fonction du paramètre d'épinglage  $d$  pour couche mince de Co, Py et YIG (courbes rouge, bleu et verte, resp.) pour  $\theta = 60^\circ$  obtenu à partir de l'équation (B30). (b) Le décalage GH en fonction de  $\theta$ : résultats analytiques (courbes continues qui coïncident) et les simulations micromagnétiques (symboles vides) pour Co, Py et YIG. (c) La composante  $y$  du champ magnétique effectif dans les couches de Co, Py et YIG en fonction de la distance du bord de la couche ( $y = 0$ ) obtenue à partir des simulations micromagnétiques. (d) Contours isofréquences pour une couche de Co pris à la fréquence 120 GHz pour deux valeurs du champ magnétique  $\mu_0 H = 2$  T (courbe rouge) et 1,37 T (courbe bleue). La flèche rouge correspond à  $\mathbf{k}_b$  dans un milieu massif (*bulk*) ; la flèche noire est normale à la tangente du contour isofréquence et pointe dans la direction de la propagation du faisceau des ondes de spins. La flèche bleue correspond au vecteur d'onde réfractée  $\mathbf{k}_r$  attendu à la réfraction du faisceau des ondes de spins de l'interface où le champ magnétique interne change, de 2 à 1,37 T.

Quelle peut être l'origine d'une amélioration significative du changement de GH trouvé dans les simulations micromagnétiques par rapport aux prévisions analytiques ? Dans notre interprétation, la différence provient d'une inhomogénéité du champ magnétique effectif à l'intérieur de la couche FM qui n'est pas prise en compte dans le modèle analytique. Cette inhomogénéité résulte du champ de désaimantation statique apparaissant aux bords du milieu FM où l'aimantation a une composante non nulle normale à ce bord. Le champ démagnétisant, résultant de charges de surface magnétiques non compensées, diminue la composante statique du champ magnétique efficace  $H_{\text{eff},y}(y)$  près du bord [9]. Sur la figure B22c, nous montrons les courbes  $H_{\text{eff},y}(y)$  pour Co, Py et YIG ( $L_y = 1800$  nm et  $L_x = 4800$  nm) le long de l'axe  $y$ . On voit qu'en partant de  $y = 0$  et en se déplaçant vers le centre du couche  $H_{\text{eff},y}(y)$  augmente de façon monotone jusqu'à la valeur du champ magnétique externe. Pour YIG, l'inhomogénéité de champ est la plus petite (à cause de plus petite  $M_S$ ) et  $\Delta X$  est également le plus petit. Inversement, c'est pour Co, où les zones et la valeur de l'inhomogénéité du champ magnétique (due à une grande  $M_S$ ) et la valeur du décalage GH sont les plus importantes. La diminution du champ magnétique efficace statique entraîne un décalage vertical de la courbe de dispersion vers des fréquences plus petites (comparez les contours isofréquences rouge et bleu représentés sur la figure B22d pour 120 GHz). Ainsi, à une fréquence fixe, le faisceau des ondes de spins se propageant à travers un milieu à champ décroissant changera la longueur d'onde à des valeurs plus petites, et par conséquent, le rayon du faisceau d'ondes de spins sera continuellement courbé de sorte que l'angle  $\theta$  de l'onde réfractée soit inférieur à  $\theta$ , comme illustré schématiquement sur la figure B23a, où l'intensité de couleur suit le changement du champ magnétique interne représenté sur la figure B23b.

Il en ressort que pour les ondes de spins, l'indice de réfraction dépend du champ magnétique interne avec un signe moins. Cet effet est similaire à l'OEM se propageant à travers un milieu dont l'indice de réfraction augmente progressivement. En fait, nous pouvons appeler cela un effet de mirage magnonique

anormal. Dans le mirage optique, l'indice de réfraction diminue vers le plan de réflexion, pour des ondes de spins, il se produira lorsque le champ interne est augmenté. Après avoir été continuellement courbé en raison de la diminution de l'indice de réfraction (ligne rouge sur la figure B23a), le faisceau des ondes de spins incident va finalement frapper le bord de la couche. Sa position est décalée le long du bord de la couche par  $\Delta X_{GHE}$  en raison de l'effet GH. Après réflexion, l'onde de spins se propage à travers la même région mais maintenant il détecte l'incrément du champ magnétique interne sur son chemin. La flexion des rayons est maintenant dans la direction opposée (ligne bleue sur la figure B23a). Enfin, dans le champ lointain, le faisceau est décalé de la position attendue vers des valeurs négatives des  $x$  par la valeur de  $\Delta X_{total} \gg \Delta X_{GHE}$ .



**Figure B23.** (a) Schéma de la réflexion de l'onde du bord dans la couche avec un indice de réfraction homogène (ligne pointillée) et du bord avec l'indice de réfraction progressivement augmenté vers le bord de la couche (ligne continue) (b) Dépendance du champ magnétique effectif en fonction de la distance de l'interface.

### B.V.3. Résumé

Pour conclure, nous avons montré que pour les ondes de spins en régime d'échange, le décalage GH peut atteindre des valeurs de deux ordres de grandeur plus grandes que la longueur d'onde d'une onde de spins. Nous avons constaté que le paramètre crucial pour l'observation de l'énorme effet GH pour les ondes de spins est l'interaction d'échange intercouche entre les deux milieux FM. L'énorme décalage au-dessus de l'angle critique se produit lorsque la constante d'échange  $A_{12}$  est inférieure à  $10^{-3} \text{ J/m}^2$ . Le décalage GH ne dépend pas de la distance de séparation entre les milieux FM mais de la valeur de la constante d'échange intercouche.

Nous avons également montré que le décalage GH existe pour les ondes de spins dans la géométrie à couche mince ; cependant, lorsque le champ magnétique externe est normal au bord de la couche, cet effet est complété par la flexion du faisceau d'onde de spins due à l'inhomogénéité du champ magnétique interne et à l'anisotropie de la relation de dispersion des ondes de spins. De plus, nous avons montré que la flexion des ondes de spins est contrôlée par les changements du champ magnétique interne, tandis que le décalage GH est contrôlé par la force d'épinglage de la dynamique d'aimantation au bord de la couche. Ainsi, les effets du mirage et des guides d'ondes à indice gradué peuvent être facilement réalisés en magnonique et accordés par des champs externes. De plus, la magnonique des faisceaux d'ondes peut fournir une plateforme pour les études expérimentales des propriétés des métamatériaux à l'échelle nanométrique. Nous considérons une telle option avantageuse car la conception de milieux à indice de réfraction gradué à petite échelle pour les ondes optiques est un grand défi par rapport à la création d'une inhomogénéité du champ magnétique.

Les résultats présentés dans cette section ont été publiés dans des revues à comité de lecture sous les références suivantes :

1. Yu. S. Dadoenkova, N. N. Dadoenkova, I. L. Lyubchanskii, M. Sokolovskyy, J. W. Klos, J. Romero-Vivas, M. Krawczyk, "Huge Goos-Hänchen effect for spin waves: a promising tool for study magnetic properties at interfaces", *Appl. Phys. Lett.* **101**, 042404 (2012).

2. P. Gruszecki, J. Romero-Vivas, Yu. S. Dadoenkova, N. N. Dadoenkova, I. L. Lyubchanskii, M. Krawczyk, “Goos-Hänchen effect and bending of spin wave beams in thin magnetic films”, *Appl. Phys. Lett.* **105**, 242406 (2014).

3. P. Gruszecki, Yu. S. Dadoenkova, N. N. Dadoenkova, I. L. Lyubchanskii, K. Guslienko, J. Romero Vivas, M. Krawczyk, “Influence of magnetic surface anisotropy on spin wave reflection from the edge of ferromagnetic film”, *Phys. Rev. B* **92**, 054427 (2015).

### Références

1. M. A. Breazeale, L. Adler, and G. W. Scott, *J. Appl. Phys.* **48**, 530 (1977).
2. V.-O. de Haan *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **104**, 010401 (2010).
3. Z. Wu *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **106**, 176802 (2011).
4. I. V. Soboleva, V. V. Moskalenko, and A. A. Fedyanin, *Phys. Rev. Lett.* **108**, 123901 (2012).
5. S. B. Borisov *et al.*, *Opt. Spectrosc.* **85**, 225 (1998).
6. K. Yasumoto and Y. Oishi, *J. Appl. Phys.* **54**, 2170 (1983).
7. S. S. Gupta and N. C. Srivastava, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* **28**, 915 (1980).
8. V. V. Kruglyak, S. O. Demokritov, and D. Grundler, *J. Phys. D* **43**, 264001 (2010).
9. A. Gurevich and G. Melkov, *Magnetization Oscillations and Waves* (CRC, Boca Raton, 1996).
10. F. Hoffmann, *Phys. Stat. Sol.* **41**, 807 (1970).
11. M. Vohl, J. Barnas, and P. Grünberg, *Phys. Rev. B* **39**, 12003 (1989).
12. H. Xi, X. Wang, Y. Zheng, and P. J. Ryan, *J. Appl. Phys.* **104**, 063921 (2008).
13. K. Yu. Guslienko and A. N. Slavin, *Phys. Rev. B* **72**, 014463 (2005).
14. V. V. Kruglyak *et al.*, *J. Phys.: Condens. Matter* **26**, 406001 (2014).
15. C. A. F. Vaz, J. A. C. Bland, and G. Lauhoff, *Rep. Prog. Phys.* **71**, 056501(2008).
16. S. Mamica *et al.*, *Phys. Rev. B* **86**, 144402 (2012).





### C. CRISTAUX PHOTONIQUES FONCTIONNELS MULTIPÉRIODIQUES INCLUANT DES COUCHES DÉFAUTS

Dans la section précédente, j'ai montré que la combinaison de deux milieux fonctionnels dans un système ouvre plus de possibilités pour contrôler sa réponse optique, ce qui est prometteur pour des applications technologiques d'hétérostructures multifonctionnelles à la conception de dispositifs ajustables. Une réalisation intéressante de telles hétérostructures est un arrangement périodique (mais aussi quasi-périodique ou même aperiodique) de leurs matériaux constitutifs — les cristaux photoniques.

Le spectre de transmission d'un cristal photonique présente des bandes interdites photoniques, c'est-à-dire des gammes de fréquences dans lesquelles la propagation des OEMs est interdite. De plus, rompre la périodicité en introduisant une ou plusieurs couches défauts (constituées d'un milieu différent de ceux constituant les couches périodiquement alternées, ou ayant simplement une épaisseur différente) conduit à l'apparition de pics étroits de forte transmittivité (appelés *modes de défaut*) à l'intérieur des bandes interdites photoniques. Ces propriétés bien établies ont été utilisées au cours des dernières décennies pour la conception de nombreux types de réflecteurs et de filtres à base de cristaux photoniques, et l'inclusion, entre autres, de revêtements réfléchissants, de métasurfaces diélectriques ou de composites métalliques, permet de contrôler davantage leurs caractéristiques spectrales ou d'introduire un contrôle supplémentaire de ces caractéristiques par l'état de polarisation de la lumière.

Dans ce chapitre, je montre les résultats de mes études sur des cristaux photoniques comprenant un ou plusieurs constituants fonctionnels. Ces études comprennent : des cristaux photoniques avec des couches défauts supraconductrices ; des cristaux magnéto-photoniques à double périodicité possédant à la fois des bandes interdites dans les spectres des OEMs et dans ceux des ondes de spins ; des cristaux photoniques diélectriques multipériodiques ; un cristal photonique aperiodique incluant une cavité nanocomposite plasmonique pour le contrôle de la polarisation de l'onde transmise.

### C.I. INTRODUCTION

Au cours des trois dernières décennies, à partir des articles pionniers d'E. Yablonovitch [1] et de S. John [2], des cristaux photoniques ou des structures à bande interdite photonique font l'objet de recherches théoriques et expérimentales intensives, en raison d'applications prometteuses dans la photonique moderne et des domaines connexes. Habituellement, des cristaux photoniques sont des structures périodiques artificielles à une, deux ou trois dimensions (1D, 2D et 3D) avec des périodes comparables aux longueurs d'onde des OEMs et construites avec des milieux avec des indices de réfraction différents. Des bandes interdites sont des régions interdites dans la loi de dispersion et dans les spectres de transmittivité, où des OEMs avec des fréquences sélectionnées ne peuvent pas se propager à travers un cristal photonique. Beaucoup d'attention ont été dirigée vers des études de cristaux photoniques conventionnels à base de diélectriques, de semi-conducteurs et de métaux normaux ainsi qu'à base de milieux fonctionnels comme des milieux magnétiques, des milieux ferroélectriques, des cristaux liquides et le graphène, qui peuvent être contrôlés par des champs magnétiques ou électriques externes, et des milieux supraconducteurs.

Si la périodicité d'un cristal photonique est détruite par l'introduction de l'unité dite défaut, par exemple une couche défaut dans un cristal photonique 1D, les spectres de transmittivité sont radicalement modifiés. Dans ce cas, des modes de défaut émergent à l'intérieur de la bande interdite en raison de la localisation des OEMs autour de défaut. Ces modes de défaut peuvent être observés sous forme de pics très étroits (en comparaison avec des largeurs de bande interdite) avec une transmittivité suffisamment grande. Si de tels défauts sont constitués de milieux fonctionnels sensibles à l'action de divers facteurs externes comme des champs électriques ou magnétiques ou la température, il est possible de contrôler la transmittivité de cristaux photoniques aux fréquences du mode de défaut.

Ainsi, nous consacrons nos études à l'ajustabilité des spectres de cristaux photoniques en :

- 1) modifiant la géométrie de la structure, y compris de couches défauts et la (multi)périodicité ;
- 2) considérant des milieux fonctionnels comme constituants du système.

### Références

1. E. Yablonovitch, Phys. Rev. Lett. **58**, 2059 (1987).
2. S. John, Phys. Rev. Lett. **58**, 2486 (1987).

### C.II. CRISTAUX PHOTONIQUES UNIDIMENSIONNELS AVEC DES DÉFAUTS SUPRACONDUCTEURS

Une catégorie intéressante de cristaux photoniques est celle des cristaux photoniques qui englobent des composants supraconducteurs (SuC). L'activité scientifique autour de divers aspects des cristaux photoniques SuCs a par exemple été décrite dans plusieurs articles originaux et de synthèse par S. Savel'ev *et al.* [1-3], ou dans l'article de synthèse de S. Anlage [4]. La majorité des articles sur les cristaux photoniques SuCs sont consacrés aux structures photoniques périodiques régulières.

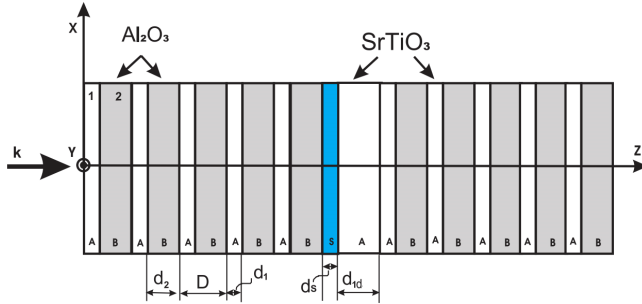
Dans [5, 6] l'influence d'une couche défaut complexe, constituée de couches diélectrique et SuC, sur la transmittivité de cristaux photoniques a été étudiée pour différentes épaisseurs du SuC et de la température en incidence normale [5] et oblique [6] des OEMs. Dans [7], il a été montré qu'une couche mince SuC sur le dessus d'un cristal photonique diélectrique conduit à une transmittivité sélective pour différentes polarisations des OEMs incidentes. L'influence d'une couche défaut complexe (composée du SuC et de couches diélectriques) en tant que couche intercalaire entre deux cristaux photoniques différents a été étudiée [8]. Des modes localisés dans un cristal photonique métamatériau-diélectrique avec un défaut de paire

diélectrique-SuC ont été étudiés [9]. Le comportement d'un mode de défaut à l'intérieur d'une bande interdite en fonction de la position de combinaison (SuC-diélectrique ou diélectrique-SuC) dans un cristal photonique 1D a été analysé [10]. Dans [11], l'incidence normale et oblique d'une OEM sur un cristal photonique diélectrique 1D avec une couche défaut mince SuC a été étudiée théoriquement et les résultats obtenus montrent un accord qualitatif avec les calculs dans [5, 6]. Une situation intéressante se produit lorsque deux (ou plus) défauts sont introduits dans un cristal photonique. Dans le cas de deux défauts, deux modes de défaut apparaissent à l'intérieur de la bande interdite et leurs positions mutuelles dépendent fortement de la distance entre ces défauts. Nous nous attendons à ce que dans des cristaux photoniques avec deux défauts complexes composés du SuC et de couches diélectriques, on puisse obtenir de nouvelles particularités.

Dans cette sous-section, je montre les résultats d'études théoriques sur la transmittivité de cristaux photoniques 1D avec un et deux défauts complexes contenant des constituants SuCs.

### C.II.1. Avec une couche défaut

Considérons une structure photonique périodique 1D finie composée de deux cristaux photoniques de taille finie de structure  $(AB)^5$  de période  $D = d_1 + d_2$ , où la couche A d'épaisseur  $d_1$  est du titanate de strontium  $\text{SrTiO}_3$  et la couche B d'épaisseur  $d_2$  est de l'oxyde d'aluminium  $\text{Al}_2\text{O}_3$ . Une couche défaut complexe est placée entre ces cristaux photoniques, comme le montre la figure C1. Nous supposons que le milieu entourant la structure photonique est le vide. Les couches de cristal photonique sont situées dans le plan  $(xy)$  et l'axe  $z$  est une normale aux interfaces. La couche défaut est constituée d'une couche SuC  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$  d'épaisseur  $d_s$  et d'une couche diélectrique  $\text{defA}$  de  $\text{SrTiO}_3$  d'épaisseur  $d_{1d}$ .



**Figure C1.** Schéma de la structure photonique qui contient deux cristaux photoniques de taille finie avec un défaut diélectrique SuC complexe :  $(AB)^5(\text{SuC})(\text{defA})(AB)^5$ .

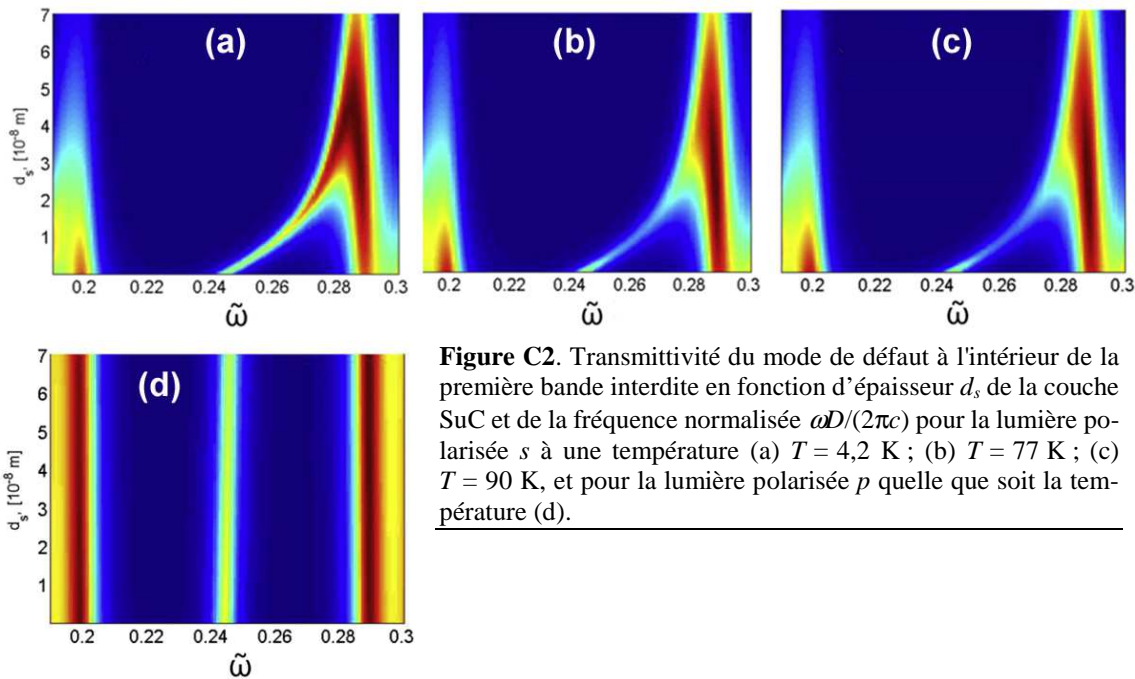
Pour la couche SuC, nous considérons le cas où l'axe cristallographique  $a$  (l'axe électriquement "léger") et l'axe  $c$  (l'axe électriquement "lourd") de  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$  coïncident respectivement avec les axes  $x$  et  $y$ . Nous avons utilisé le tenseur de permittivité diélectrique dépendant de la fréquence et de la température pour  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$  avec des éléments diagonaux non nuls  $\epsilon_{xx}(\omega, T) = \epsilon_{zz}(\omega, T)$  et  $\epsilon_{yy}(\omega, T)$ , introduites dans [7] sur la base d'un modèle généralisé à deux fluides. Les paramètres du modèle sont détaillés dans la section B.IV (voir les Eqns. (B22)-(B25)).

Notons que la couche SuC présente une anisotropie fortement prononcée des propriétés optiques. Les deux éléments des tenseurs de permittivité  $\epsilon_{xx}$  et  $\epsilon_{yy}$  sont des valeurs complexes, de plus, dans la région de fréquence considérée (la première bande interdite), les parties réelle et imaginaire de  $\epsilon_{xx}$  sont d'environ deux ordres de grandeur plus grandes que celles de  $\epsilon_{yy}$ . Comme  $\epsilon_{yy}$  et  $\epsilon_{xx}$  sont responsables respectivement des modes polarisés  $p$  et  $s$ , une atténuation du mode polarisé  $s$  à l'intérieur de la couche SuC est beaucoup plus forte que celle du mode polarisé  $p$ . Cette différence de valeurs de  $\epsilon_{xx}$  et  $\epsilon_{yy}$  conduit à un contraste drastique de comportement entre les modes  $p$  et  $s$  en fonction de l'épaisseur  $d_s$  de la couche SuC.

Nous étudions le cas de l'incidence normale de la lumière sur la surface gauche du cristal photonique. On suppose que la lumière incidente est polarisée rectilignement : les polarisations  $x$  ou  $y$  (les OEMs avec

le vecteur de champ électrique  $\mathbf{E}$  vibrent respectivement le long de l'axe  $x$  ou  $y$ ). Nous calculons les spectres de transmittivité du cristal photonique en utilisant la méthode de la matrice de transfert à quatre dimensions de Berreman [12].

À partir de calculs numériques, nous avons observé que la position et l'intensité du mode de défaut changent de manière significative pour la lumière polarisée  $s$ . La figure C2 montre les transmittivités des modes de défaut polarisés  $p$  et  $s$  à l'intérieur de la première bande interdite en fonction de l'épaisseur de la couche SuC pour différentes valeurs de température :  $T = 4,2$  K,  $T = 77$  K (en dessous de la température de transition SuC) et  $T = 90$  K (à la température de transition SuC). Les indices de réfraction pour les constituants du cristal photonique sont les mêmes que dans la section D, et les épaisseurs des couches sont  $d_1 = 0,42 D$  et  $d_2 = 0,58 D$ , où la période du cristal photonique est choisie pour être  $D = 5 \mu\text{m}$ . Nous avons fait varier l'épaisseur de la couche SuC entre 0 et 70 nm, en maintenant l'épaisseur de la couche défaut diélectrique à  $d_{1d} = 0,42 D = 2,1 \mu\text{m}$ .



**Figure C2.** Transmittivité du mode de défaut à l'intérieur de la première bande interdite en fonction d'épaisseur  $d_s$  de la couche SuC et de la fréquence normalisée  $\omega D/(2\pi c)$  pour la lumière polarisée  $s$  à une température (a)  $T = 4,2$  K ; (b)  $T = 77$  K ; (c)  $T = 90$  K, et pour la lumière polarisée  $p$  quelle que soit la température (d).

On peut voir que la position du mode de défaut polarisé  $s$  dépend fortement de l'épaisseur de la couche SuC. Le pic du mode de défaut se déplace vers le bord haut fréquence de la bande interdite avec l'augmentation de  $d_s$ . D'après la figure C2a, on peut voir qu'à la température  $T = 4,2$  K, la transmittivité du mode de défaut augmente de façon monotone avec l'épaisseur de la couche SuC, et le pic de défaut correspondant s'approche du bord haute fréquence de la bande interdite. À température plus élevée ( $T = 77$  K et 90 K), la transmittivité du mode de défaut diminue d'abord lorsque  $d_s$  croît, puis monte et fusionne avec le bord haute fréquence de la bande interdite.

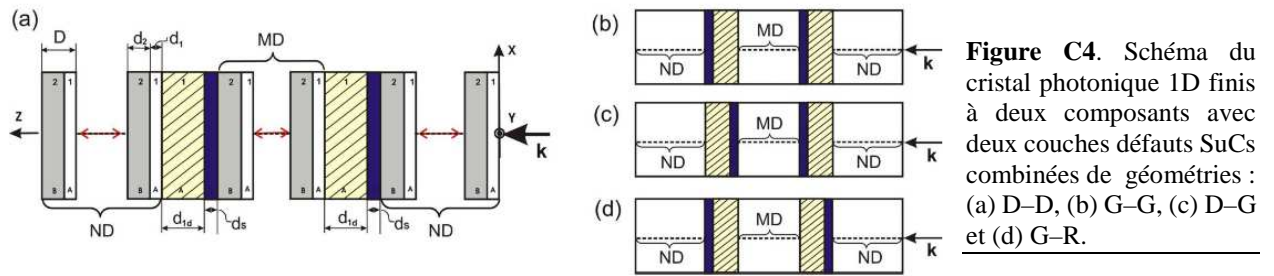
Contrairement à ce qui est observé pour la lumière polarisée  $s$ , la position du mode de défaut pour la polarisation  $p$  ne change presque pas en fonction de la température et de l'épaisseur de la couche SuC (figure C2d), ce qui est lié à une faible dépendance de  $\epsilon_{yy}$  à la température.

### C.II.2. Avec deux couches défauts supraconductrices

Considérons maintenant un cristal photonique 1D de taille finie de la structure  $(BA)^N Def_2(BA)^M Def_1(BA)^N$  constitué de  $2N+M$  cellules unitaires régulières  $(BA)$  avec deux couches défauts combinées  $Def_1$

et  $Def_2$  intégrées symétriquement par rapport aux extrémités du cristal photonique, comme le montre la figure C4a. La maille élémentaire de la période  $D=d_1+d_2$  du cristal photonique est formée de deux couches diélectriques : une couche  $A$  de  $SrTiO_3$  d'épaisseur  $d_1$ , et une couche  $B$  d' $Al_2O_3$  d'épaisseur  $d_2$ . Toutes les couches sont parallèles au plan  $(xy)$  et l'axe  $z$  est perpendiculaire aux interfaces. Les deux défauts complexes  $Def_1$  et  $Def_2$  sont constitués d'une couche  $SrTiO_3$   $A_{def}$  d'épaisseur  $d_{1d}$  et d'une couche  $SuC$   $YBa_2Cu_3O_7$  d'épaisseur  $d_s$ . Le milieu entourant le cristal photonique est le vide.

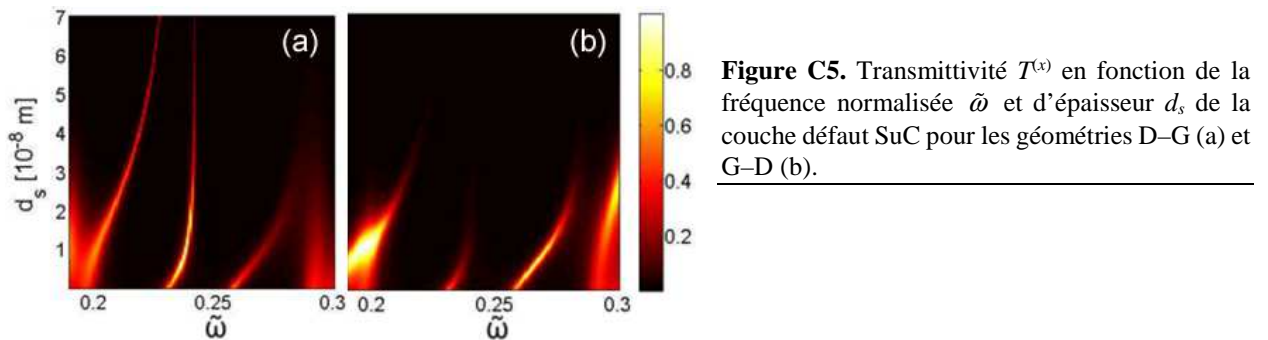
Nous distinguons deux types de couches défauts complexes, selon la position de la couche  $SuC$  par rapport aux défauts diélectriques : le défaut « droit »  $Def_D=A_{def}SuC$  et le défaut « gauche »  $Def_G=SuCA_{def}$ . Sur la figure C4, nous avons représenté le schéma de quatre géométries possibles des cristaux photoniques avec deux défauts  $SuC$  combinés de types « droit » et « gauche ». Les figures C4a et C4b montrent les cristaux photoniques avec deux défauts « droits » et deux défauts « gauches », qui seront plus loin appelés respectivement géométries D-D et G-G. Des cristaux photoniques avec des défauts  $SuC$  de différents types : D-R et G-D sont illustrés respectivement sur les figures C4c et C4d.



**Figure C4.** Schéma du cristal photonique 1D fini à deux composants avec deux couches défauts  $SuCs$  combinées de géométries : (a) D-D, (b) G-G, (c) D-G et (d) G-R.

Je présente ici les résultats numériques pour les cristaux photoniques avec deux couches défauts représentés schématiquement dans les figures C4c et C4d. Dans les figures C5a et C5b, je présente les transmittivités  $T^{(x)}$  pour les OEMs polarisées  $x$  en fonction de la fréquence normalisée  $\tilde{\omega}$  et d'épaisseur  $d_s$  de la couche défaut  $SuC$ , et pour les géométries respectivement D-G et G-D. L'épaisseur  $d_s$  de la couche  $SuC$  varie dans la plage (0–70) nm, tandis que l'épaisseur de la couche défaut diélectrique est fixée à  $d_{1d} = d_1 = 2,1 \mu m$ . Les résultats sont obtenus pour la température 4,2 K.

La présence de deux couches défauts combinées dans le cristal photonique conduit à l'apparition de deux modes de défaut étroits à l'intérieur de la bande interdite qui sont en outre appelés modes de défaut basse fréquence et haute fréquence. Pour les deux géométries considérées, l'augmentation de  $d_s$  de 0 à 70 nm conduit à un décalage des modes de défaut basse fréquence et haute fréquence vers les hautes fréquences, mais le décalage du mode de défaut haute fréquence est plus grand que celui du mode de défaut basse fréquence.



**Figure C5.** Transmittivité  $T^{(x)}$  en fonction de la fréquence normalisée  $\tilde{\omega}$  et d'épaisseur  $d_s$  de la couche défaut  $SuC$  pour les géométries D-G (a) et G-D (b).

Dans le cas de la géométrie D-G, d'abord le mode de défaut basse fréquence dévie légèrement vers les hautes fréquences avec l'augmentation de  $d_s$ , et plus loin, après  $d_s \approx 20$  nm, le mode de défaut basse fréquence

s'amincit et sa position ne change pas avec une augmentation supplémentaire de  $d_s$ , tandis que le pic du mode de défaut haute fréquence fusionne avec le bord haute fréquence de la bande interdite et que les valeurs de transmittivité du bord haute fréquence de la bande interdite et du mode de défaut haute fréquence diminuent. Pour toutes les valeurs de  $d_s$  de l'intervalle considéré (sauf  $d_s = 0$  nm), le mode de défaut basse fréquence est plus prononcé que celui haute fréquence. Pour la géométrie D-G, l'augmentation de  $d_s$  entraîne une réduction de la largeur de la bande interdite : le bord basse fréquence de la bande interdite se déplace vers les hautes fréquences, tandis que le bord haute fréquence de la bande interdite reste à sa position.

Pour la géométrie G-D, le comportement des modes de défaut est inversé : le mode de défaut basse fréquence est moins prononcé que celui haute fréquence. Pour  $d_s = 10$  nm, le mode de défaut basse fréquence est environ 8 fois plus petit que le mode de défaut haute fréquence, et pour  $d_s > 20$  nm, le mode de défaut basse fréquence est pratiquement supprimé, tandis que le mode de défaut haute fréquence subsiste jusqu'à  $d_s = 30$  nm.

Il convient de noter que pour les configurations asymétriques D-D et G-G, la variation des spectres de la bande interdite avec l'augmentation de  $d_s$  est assez différente des cas des géométries D-G et G-D.

### C.II.3. Résumé

En conclusion, nous avons étudié le comportement de modes de défaut dans un cristal photonique diélectrique 1D avec un et deux défauts complexes bicouches composés de SuC et de couches diélectriques. La couche défaut diélectrique sert à former un mode de défaut dans la bande interdite. L'introduction d'une sous-couche défaut SuC (quelques dizaines de nm d'épaisseur) permet de contrôler thermiquement des modes de défaut ou les bords de la bande interdite grâce à la grande sensibilité de la perméabilité diélectrique de  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$  à la température.

Nous avons considéré le cas d'une distance fixe entre les deux défauts noyés symétriquement dans un cristal photonique, c'est-à-dire lorsqu'une des couches SuC est située à droite et l'autre à gauche par rapport à la couche diélectrique des défauts complexes (cas des géométries D-G et G-D). L'augmentation d'épaisseur de la couche défaut SuC conduit à un décalage de deux pics de mode de défaut vers le bord haute fréquence de la bande interdite jusqu'à la fusion de l'un d'eux avec le ce dernier (dans la géométrie D-G), ainsi qu'à une augmentation de la distance entre ces pics, ou un décalage substantiel de la position du bord de la bande interdite basse fréquence vers les hautes fréquences (dans les deux géométries).

Comme il ressort de nos résultats numériques, des cristaux photoniques diélectriques avec des défauts SuCs peuvent être utilisés comme constituants de filtres à bande étroite sélectifs en polarisation pour le rayonnement THz. Des paramètres optimaux pour ces filtres peuvent être obtenus en choisissant les épaisseurs de la couche SuC et du défaut diélectrique. La haute sensibilité vis-à-vis de la température de cristaux photoniques avec des défauts SuCs ouvre des possibilités d'utiliser de telles structures comme bases de filtres électromagnétiques accordables en température dans le régime THz.

Les résultats présentés dans cette section ont été publiés dans le chapitre d'ouvrage suivant :

1. N. N. Dadoenkova, A. E. Zabolotin, Yuliya S. Dadoenkova, I. L. Lyubchanskii, Y.P. Lee, Th. Rasing: *One-Dimensional Photonic Crystals With the Superconducting Defects*, in *Photonic Crystals*, edited by Alireza Bananej, 04/2015: chapter 1; InTech., ISBN: 978-953-51-2121-3.

### Références

1. S. Savel'ev, A. L. Rakhmanov, and F. Nori, Phys. Rev. Lett. **94**, 157004 (2005).
2. S. Savel'ev, A. L. Rakhmanov, and F. Nori, Phys. Rev. B **74**, 184512 (2006).

3. S. Savel'ev *et al.*, Reports on Progress in Physics **73**, 026501 (2010).
4. S. M. Anlage, J. Opt. **13**, 024001 (2011).
5. I. L. Lyubchanskii *et al.*, J. Opt. A: Pure and Appl. Opt. **11**, 114014 (2009).
6. N. N. Dadoenkova *et al.*, J. Appl. Phys. **108**, 093117 (2010).
7. H. Rauh and Y. A. Genenko, J. Phys. Condens. Matter **20**, 145203 (2008).
8. J. Barvestani, Opt. Commun. **284**, 231 (2011).
9. G. Becerra Orozco *et al.*, J. Supercond. and Novel Magnetism **25**, 2163 (2012).
10. J. Wu and J. Gao, Proceedings of SPIE **8556**, 85561Q (2012).
11. C.-A. Hu *et al.*, Solid State Commun. **157**, 54 (2013).
12. D. W. Berreman, J. Opt. Soc. Am. **62**, 502 (1972).

### C.III. CRISTAUX PHOTONIQUES-MAGNONIQUES MULTIPÉRIODIQUES

Des structures périodiques combinant des propriétés de différents cristaux artificiels : photoniques et plasmoniques [1, 2], photoniques et phononiques (appelés cristaux optomécaniques ou phoxoniques [3], [4]), ou magnoniques et phononiques [5, 6] — ont été étudiées dans un certain nombre d'articles récents et pour diverses applications. Cependant, dans toutes ces publications, la propagation des ondes de spins, des OEMs et d'ondes acoustiques est considérée dans des régimes spectraux séparés.

Nous avons proposé un nouveau type de structure 1D, dans laquelle des couches magnétiques disposées périodiquement (constituant un cristal magnonique pour des ondes de spins) sont espacées par des multicouches diélectriques (cristaux photoniques diélectriques de taille finie). Ainsi, l'ensemble du système a une double périodicité, ce qui entraîne des structures de bandes photoniques et magnoniques complexes. Ses propriétés multifonctionnelles se manifestent par la modélisation simultanée de la propagation des OEMs et des ondes de spins.

#### C.III.1. Spectres des ondes électromagnétiques et des ondes de spins

Le système se compose de couches magnétiques diélectriques de YIG périodiquement disposées, d'épaisseur  $d_m$ , avec une aimantation saturée par un champ magnétique externe  $\mathbf{H}_0$  orienté le long des couches (l'axe  $y$ ), et des couches intercalaires non magnétiques constitués de bicouches  $\text{TiO}_2/\text{SiO}_2$  alternées (avec des épaisseurs de  $\text{TiO}_2$  et de  $\text{SiO}_2$  respectivement notées  $d_1$  et  $d_2$ ), qui forment des cristaux photoniques diélectriques de taille finie, comme le montre la figure C6. Du point de vue des ondes de spins, la structure considérée est un cristal magnonique composé de couches magnétiques (constituées d'un isolant FM) et de couches non magnétiques (constituées d'une couche intercalaire diélectrique homogène). Pour des OEMs, la structure est un cristal magnéto-photonique complexe, dans lequel les couches non magnétiques sont un sous-système multicouche, chacun constitué d'un empilement périodique de deux milieux diélectriques différents. Le système est plus complexe pour des OEMs, en raison de la présence de deux types de périodicités de constantes de réseau  $d = d_1 + d_2$  et  $D = d_d + d_m$ , où  $d_d = Nd + d_m$ .

Nous étudions un système de dimensions infinies pour discuter des propriétés magnoniques. Ce choix nous a permis de négliger l'impact de la forme externe du système sur le champ démagnétisant dynamique. Pour la géométrie considérée, avec le champ magnétique externe tangent aux interfaces des couches, le champ démagnétisant statique n'apporte aucune contribution, et l'amplitude du champ démagnétisant dynamique est périodique. Cela nous permet de calculer une relation de dispersion des ondes de spins en utilisant la méthode des ondes planes dédiée aux systèmes périodiques. Nous avons inclus dans nos calculs à la fois les ondes de Bloch se propageant à travers les interfaces de couches et des ondes planes avec un vecteur d'onde dans le plan. Ceci correspond au cas général où l'orientation du vecteur d'onde total est oblique par rapport à la normale aux interfaces.

---



Le spectre des ondes de spins est calculé en résolvant l'équation de Landau-Lifshitz

$$\frac{\partial \mathbf{M}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = \gamma \mu_0 \mathbf{M}(\mathbf{r}, t) \wedge \mathbf{H}_{\text{eff}}(\mathbf{r}, t). \quad (\text{C1})$$

Dans l'approximation linéaire, le champ effectif  $\mathbf{H}_{\text{eff}}$  n'a qu'une composante de champ magnétique statique  $\mathbf{H}_0$  selon l'axe  $y$  et deux composantes dynamiques : 1) le champ d'échange dynamique

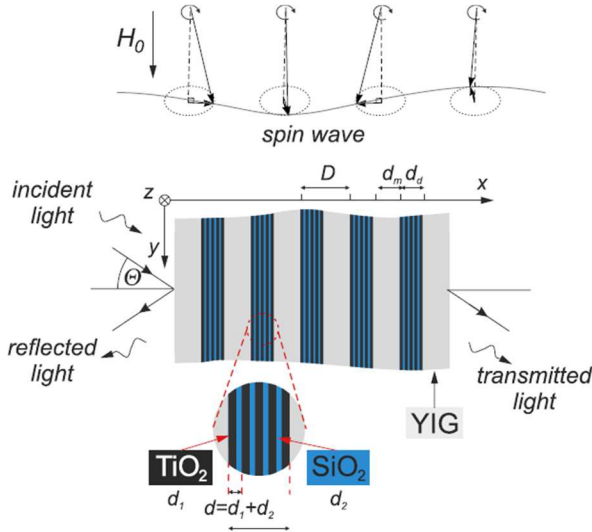
$$\mathbf{h}_{\text{ex}}(\mathbf{r}) = \nabla \lambda_{\text{ex}}^2(\mathbf{r}) \nabla \mathbf{m}(\mathbf{r}) \quad (\text{C2})$$

et 2) le champ dipolaire dynamique

$$h_{dm,z} = - \sum_G \frac{m_z(G) k_z^2 + m_z(G) k_z (k_x + G)}{(k_x + G)^2 + k_y^2 + k_z^2} \exp(i(k_x + G)x + i(k_y y + k_z z)),$$

$$h_{dm,z} = - \sum_G \frac{m_x(G) (k_x + G)^2 + m_z(G) k_z (k_x + G)}{(k_x + G)^2 + k_y^2 + k_z^2} \exp(i(k_x + G)x + i(k_y y + k_z z)), \quad (\text{C3})$$

où le vecteur  $\mathbf{m} = [m_x, m_z]$  désigne la composante dynamique du vecteur d'aimantation  $\mathbf{M}$ ;  $m_x(G)$  et  $m_y(G)$  sont des coefficients dans le développement de Fourier de  $m_x(x)$ ,  $m_y(x)$  dans l'espace du vecteur d'onde  $\mathbf{k}$  de la composante  $x$  et sont étiquetés par des vecteurs  $G = 2\pi n/D$ ,  $n = 0, 1, 2, \dots$ , du réseau réciproque du cristal magnonique.



**Figure C6.** Schéma d'un cristal photonique-magnonique 1D. Les paramètres  $d_m$ ,  $d_d$ , et  $D = d_m + d_d$  dénotent respectivement l'épaisseur des couches magnétiques, l'épaisseur des couches non magnétiques complexes et la période de l'ensemble de la structure. La couche non-magnétique a une forme d'empilement de  $\text{TiO}_2$  et  $\text{SiO}_2$  d'épaisseurs respectives  $d_1$  et  $d_2$ . Le champ magnétique externe  $\mathbf{H}_0$  est appliqué selon l'axe  $y$ .

Dans nos calculs, nous avons pris comme longueur d'échange  $\lambda_{\text{ex}} = 13$  nm et comme aimantation à saturation  $M_s = 1,94 \cdot 10^5$  A/m dans les couches de YIG. Le spectre des ondes de spins est calculé en régime linéaire en appliquant la méthode des ondes planes à l'équation linéarisée de Landau-Lifshitz [7-9].

Le calcul des spectres de transmittivité des OEMs est basé sur la méthode de la matrice de transfert [10]. Une matrice  $4 \times 4$  de transfert  $\hat{T}$  est utilisée pour trouver les solutions des équations de Maxwell (amplitudes de composantes des champs électrique et magnétique) dans le milieu stratifié. Cette technique permet de prendre en compte les propriétés bigyrotropes de la couche magnétique en imposant des éléments imaginaires hors diagonale des tenseurs de permittivité diélectrique et de perméabilité magnétique [11]. Les paramètres optiques de YIG,  $\text{TiO}_2$  et  $\text{SiO}_2$  supposés dans nos calculs sont tels que spécifiés dans [12].

Nous considérons une OEM polarisée  $p$  et  $s$  (avec les composantes vectorielles du champ électrique respectivement le long ou orthogonales au plan d'incidence) incidente sur le cristal photonique-magnonique à un angle  $\theta$ . Le vecteur d'onde de l'OEM se situe dans le plan  $(xz)$  et les vecteurs d'aimantation dans toutes

les couches de YIG sont parallèles à l'axe  $z$ , ce qui correspond à la configuration MO longitudinale.

Les composantes du champ électrique transmis  $E_s^t$  et  $E_p^t$  des polarisations  $s$  et  $p$  sont liées aux composantes respectives  $E_s^i$  et  $E_p^i$  de la lumière incidente par les éléments de la matrice de transmission  $T_{ss}$ ,  $T_{sp}$ ,  $T_{ps}$ , et  $T_{pp}$

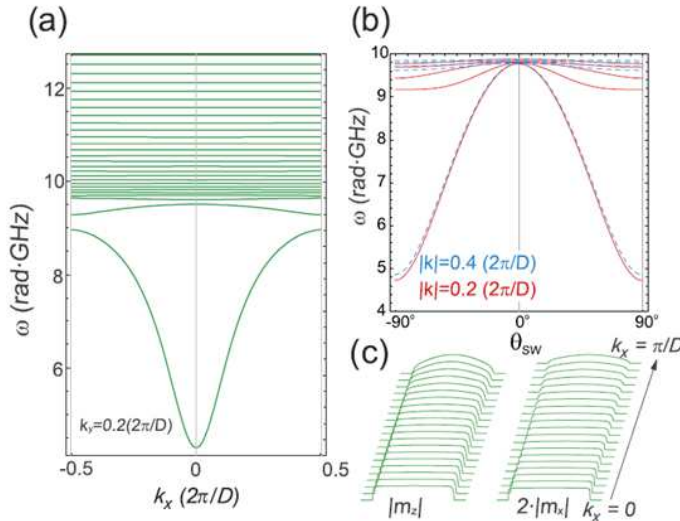
$$\begin{pmatrix} E_s^t \\ E_p^t \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} T_{ss} & T_{sp} \\ T_{ps} & T_{pp} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_s^i \\ E_p^i \end{pmatrix} \quad (C4)$$

Connaissant la matrice de transfert  $\hat{T}$ , on peut calculer les amplitudes de la lumière transmise [13]. La matrice de transfert est également utilisée pour calculer la relation de dispersion des OEMs. Suivant une procédure décrite dans [13], nous introduisons l'équation de dispersion pour les OEMs normales dans le cristal photonique-magnonique :

$$\cos(k_{x,m}^\pm D) = \frac{1}{4} \left( \text{Tr}(\hat{T}) \pm \sqrt{2\text{Tr}(\hat{T}^2) - (\text{Tr}(\hat{T}))^2 + 8} \right). \quad (C5)$$

Pour les calculs numériques, nous choisissons les épaisseurs de cristaux photoniques diélectriques égales à  $d_d = 1,9 \mu\text{m}$ . L'épaisseur de la couche intercalaire diélectrique est choisie pour être, d'une part, suffisamment large pour fabriquer un cristal photonique, et, d'autre part, suffisamment étroite pour permettre une interaction efficace entre les ondes de spins dans différentes couches magnétiques. L'épaisseur des couches magnétiques est  $d_m = 7 \mu\text{m}$ . Le période du cristal photonique-magnonique est donc  $D = 8,9 \mu\text{m}$ .

La dispersion des ondes de spins obtenue est tracée sur la figure C7a pour les ondes de spins avec une composante dans le plan non nulle ( $k_y = 0,2(2\pi/D)$ ). De l'équation (C3), il résulte immédiatement que pour  $k_y = k_z = 0$  les composantes du champ démagnétisant dynamique sont  $h_{dm,x}(x) = -m_x(x)$  et  $h_{dm,z} = 0$ , ce qui implique le découplage des excitations d'ondes de spins dans les couches magnétiques successives et aboutit à un spectre dispersé. Considérant que l'interaction d'échange entre les couches magnétiques est interrompue par les couches intercalaires diélectriques, on peut remarquer que la composante dans le plan non nulle des ondes de spins est cruciale pour leur propagation à travers le système.

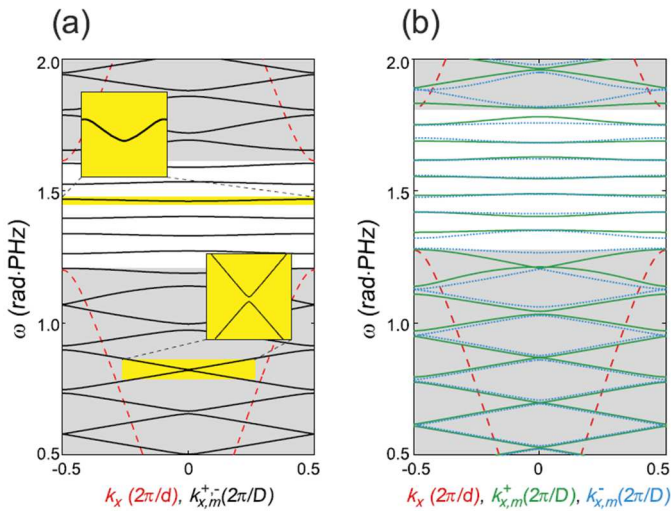


**Figure C7.** (a) Spectre des ondes de spins dans le cristal photonique-magnonique sous champ magnétique externe dans le plan  $\mu_0 H_0 = 10$  mT appliqué le long de l'axe  $y$ . La composante non nulle du vecteur d'onde dans le plan ( $k_y = 0,22\pi/D$ ,  $k_z = 0$ ) induit un champ démagnétisant dynamique non nul le long de la direction de la périodicité, couplant les ondes de spins à travers les diélectriques non magnétiques et permettant la formation des modes de propagation dans les première et deuxième bandes. (b) Fréquences propres les plus basses en fonction de la direction de propagation des ondes de spins ;  $\theta_{SW}$  est l'angle entre la direction de propagation et la normale aux interfaces. (c) Amplitudes d'aimantation dynamique au milieu de la couche magnétique pour différentes valeurs de  $k_x$  avec  $k_y = 0,2(2\pi/D)$ .

La figure C7b montre les fréquences des modes propres en fonction de la direction de propagation ( $\theta_{SW} = 0$  et  $\theta_{SW} = 90^\circ$  correspondent respectivement à l'annulation des composantes dans le plan et hors du plan de l'onde de spins). Pour  $\theta_{SW}$  sensiblement différent de zéro, les niveaux de fréquence les plus bas

divergent sensiblement d'autres modes du spectre. Un bon aperçu du mécanisme de couplage est fourni par l'analyse de la relation de dispersion pour les ondes se propageant le long de la direction de la périodicité, illustrée à la figure C7a. Les branches de dispersion plates (au-dessus de 9,5 GHz) avec une vitesse de groupe proche de zéro indiquent l'absence de couplage. La première bande [figure C7a], bien séparée du reste du spectre et conservant une grande vitesse de groupe au milieu de la large bande de fréquences de 4,5 GHz, peut être envisagé pour des applications magnoniques [14]. Les profils d'amplitude des ondes de spins illustrés sur la figure C7c indiquent que pour  $k_x$  proche de zéro, où la fréquence est considérablement réduite et séparée des modes non dispersifs supérieurs, les profils sont plus uniformes à travers la couche magnétique que ceux correspondant à de grandes valeurs  $k_x$ .

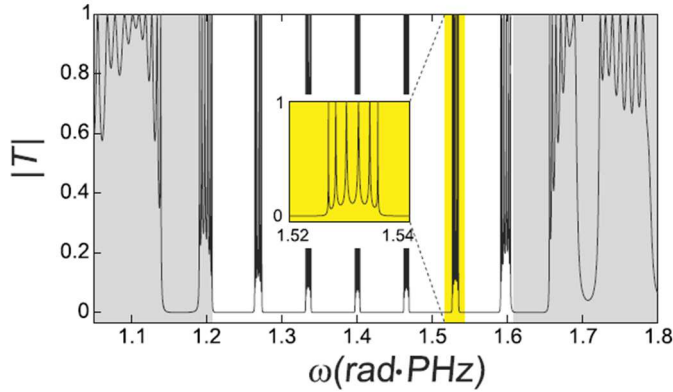
Les figures C8a et C8b présentent le spectre de dispersion des OEMs pour une incidence normale ( $\theta = 0$ ) et oblique ( $\theta = 50^\circ$ ) de la lumière. Les courbes pleines et rouge pointillé font référence à la dispersion dans un cristal photonique-magnonique infini (de période  $D = 8,9 \mu\text{m}$  et 7 mailles diélectriques [TiO<sub>2</sub>/SiO<sub>2</sub>] entre couches magnétiques) et dans un cristal photonique diélectrique infini (de période  $d = 0,257 \mu\text{m}$ , composé de couches de TiO<sub>2</sub> et de SiO<sub>2</sub> uniquement, avec des couches de TiO<sub>2</sub> et SiO<sub>2</sub> respectivement de  $d_1 \approx 0,103 \mu\text{m}$  et  $d_2 \approx 0,154 \mu\text{m}$ ). Un tel choix des épaisseurs des constituants du cristal photonique,  $d_1$  et  $d_2$ , conduit à la formation de la bande interdite photonique en régime proche infrarouge. Les zones blanches de la figure C8 représentent les bandes autorisées du cristal photonique diélectrique pur.



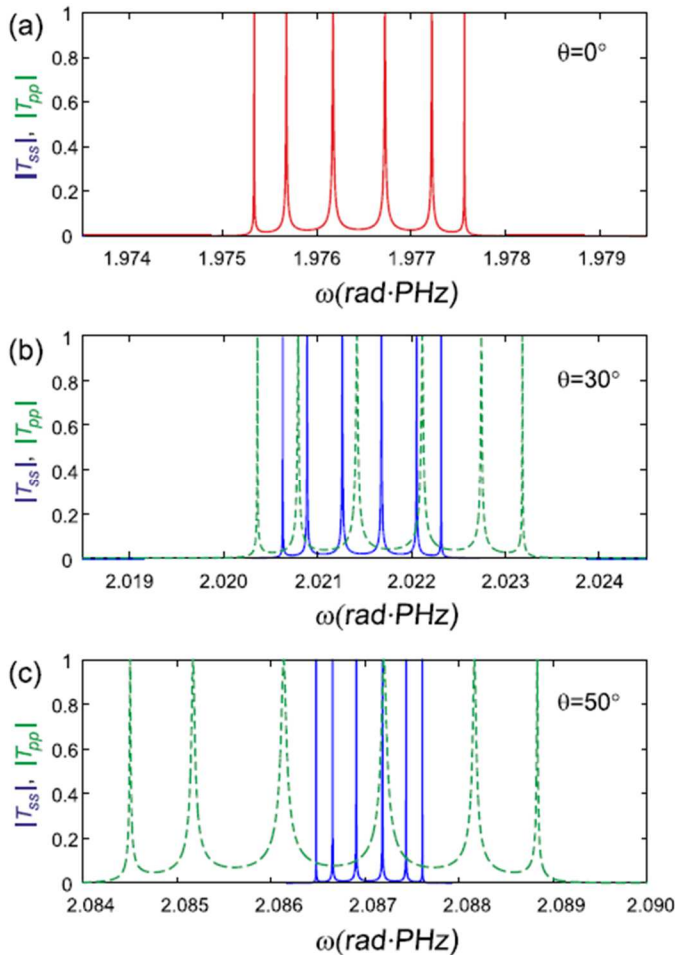
**Figure C8.** Dispersion des OEMs dans un cristal photonique-magnonique infini à 7 couches diélectriques composites [TiO<sub>2</sub>/SiO<sub>2</sub>] (courbes continues et bleues) et dans un cristal photonique diélectrique infini (courbes rouges). Les zones grises représentent les bandes autorisées du cristal photonique. La dispersion est pour (a) l'incidence normale ( $\theta = 0$ ) et (b) la propagation oblique ( $\theta = 50^\circ$ ), avec des modes polarisés elliptiquement droite (courbes vertes) et elliptiquement gauche (courbe bleues).

Un certain nombre de courbes presque plates, représentant des modes que nous avons nommés modes internes de la bande interdite, se trouvent dans la gamme de fréquences correspondant à la bande interdite dans le spectre du cristal photonique-magnonique. L'encart supérieur de la figure C8a présente un zoom de la légère dispersion de ces modes. Il existe également plusieurs bandes interdites étroites (mini-bandes) au-dessus et en dessous des bords de la bande interdite du cristal photonique diélectrique [figure C8a, encart inférieur]. Les deux caractéristiques (modes internes de la bande interdite et mini-bandes photoniques étroits) sont induites par la périodicité des couches magnétiques disposées avec la période  $D$  dans le cristal photonique-magnonique. Les courbes continues et pointillées de la figure C8b représentent la relation de dispersion des modes normaux polarisés elliptiquement droite et elliptiquement gauche (étant des superpositions de modes polarisés rectilignement  $s$  et  $p$ ) avec des vecteurs d'onde  $k_m^\pm$  du photonique-magnonique infini à  $\theta = 50^\circ$ . Dans le cas d'une incidence oblique de la lumière, les modes des OEMs normaux se séparent en raison de la présence des couches magnétiques. De plus, comme indiqué par la comparaison des figures C8a et C8b, la bande interdite s'élargit et se déplace vers des fréquences plus élevées lorsque l'angle d'incidence augmente.

La transmittivité du cristal photonique-magnonique est calculée pour une structure finie avec 9 super-périodes magnétiques. Les résultats de nos calculs indiquent que les couches magnétiques ont une influence substantielle sur le spectre photonique de la structure considérée. La transmittivité du cristal photonique-magnonique est radicalement modifiée par rapport au spectre correspondant du cristal photonique diélectrique pur. Premièrement, des pics de transmittivité élevée liés aux modes internes de la bande interdite se produisent en raison de la présence des couches magnétiques disposées périodiquement.



**Figure C9.** Transmittivité du cristal photomique-magnonique fini sous incidence normale ( $\theta = 0$ ). Chaque pic de transmission dans la plage de fréquences de la bande interdite a une structure fine, comme le montre le zoom. Le nombre de sous-périodes est  $N = 7$  et le nombre de super-périodes est  $K = 9$ .



**Figure C10.** Structure fine de pics internes de la bande interdite pour les spectres de transmittivité  $|T_{ss}|$  et  $|T_{pp}|$  pour l'incidence normale et oblique : (a)  $\theta = 0^\circ$  (incidence normale), (b)  $\theta = 30^\circ$ , et (c)  $\theta = 50^\circ$ . Les courbes continues et pointillées correspondent respectivement aux OEMs polarisées  $s$  et  $p$ .

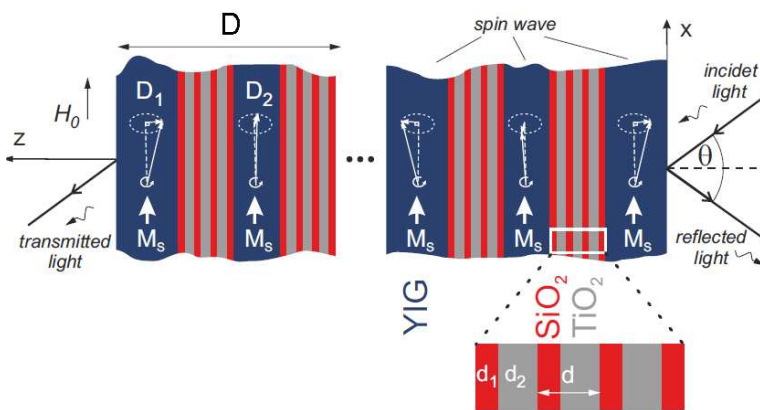
La bande interdite contient sept pics à haute transmittivité ; le pic interne de la bande interdite surligné en jaune est montré en détail dans l'encart. Pour une incidence normale de la lumière, les coefficients de transmission  $T_{ss}$  et  $T_{pp}$  coïncident. Les termes à polarisation croisée  $T_{sp}$  et  $T_{ps}$  se comportent de manière similaire, mais sont plus petits de deux ordres de grandeur. Les modes internes de la bande interdite se

divisent en sous-pics nets (de quelques THz de large) (figure C9, l’encart). Deuxièmement, le nombre de modes internes de la bande interdite dépend du nombre de périodes  $d$  de cristaux photoniques diélectriques de taille finie séparés par des couches magnétiques, tandis que le nombre de sous-pics de structure fine est lié au nombre total de périodes  $D$  dans le cristal magnonique.

Pour mieux comprendre la physique des bandes à l’intérieur de la bande interdite dans les cristaux photoniques-magnoniques considérés, nous calculons la transmittivité au voisinage de ces bandes à l’intérieur de la bande interdite dans une plage de fréquences étroite. Il apparaît que le mode interne de la bande interdite présente la structure fine, c’est-à-dire que chaque mode à l’intérieur de la bande interdite est constitué d’un ensemble de sous-pics. Sur la figure C10, nous montrons en détail l’une des modes internes pour les spectres  $|T_{ss}|$  et  $|T_{pp}|$  d’un cristal photonique-magnonique avec le composite diélectrique avec  $N = 7$  sous-périodes pour les cas d’incidence normale de la lumière (a), pour  $\theta = 30^\circ$  (b), et  $\theta = 50^\circ$  (c). Le mode interne de la bande interdite se compose de 6 sous-pics très étroits et élevés avec  $|T_{ss}| \approx |T_{pp}| \rightarrow 1$ , et le nombre de sous-pics de structure fine dépend de périodes dans le cristal magnonique. Les courbes continues et pointillées correspondent respectivement aux OEMs polarisées  $s$  et  $p$ . Pour l’incidence normale, les sous-pics des spectres  $|T_{ss}|$  et  $|T_{pp}|$  coïncident. Les résultats montrés sur la figure C10 sont cohérents avec notre conclusion concernant le rétrécissement des modes internes de la bande interdite pour les OEMs polarisées  $s$  et l’élargissement pour les OEMs polarisées  $p$ . Il convient de noter que dans le cas du cristal photonique-magnonique infini, la structure fine de pics internes de la bande interdite disparaît lorsque tous les sous-pics fusionnent.

### C.III.2. États confinés dans un cristal photonique-magnonique à maille élémentaire complexe

Nous avons étudié un cristal photonique-magnonique avec une structure périodique magnétique simple à un composant, c’est-à-dire des couches magnétiques équidistantes espacées par un cristal photonique diélectrique de taille finie à deux composants. Nous avons trouvé une influence essentielle du sous-système magnétique sur les spectres photoniques et des changements pratiquement non essentiels dans les spectres magnétiques du cristal photonique-magnonique en raison de l’existence de cristaux photoniques diélectriques [15, 16]. L’objectif de nouvelles études donc été d’analyser à la fois les spectres des OEMs et des ondes de spins du cristal photonique-magnonique à structure magnétique bi-composante qui consiste en deux couches magnétiques d’épaisseurs différentes dans la cellule unitaire.

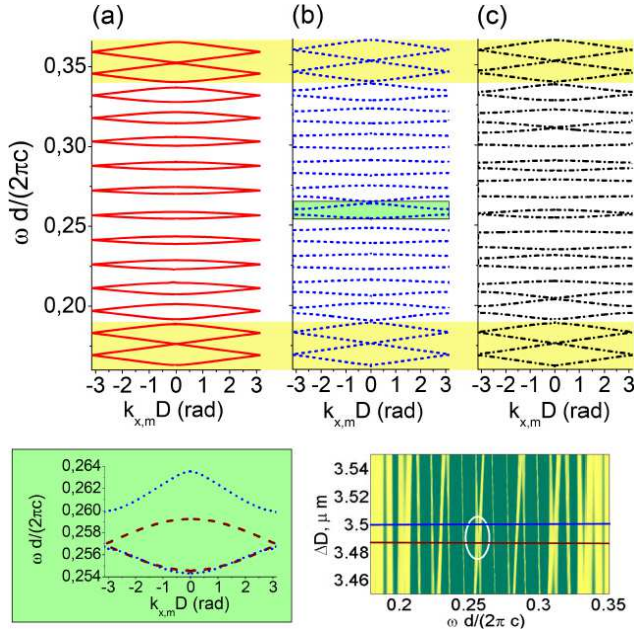


**Figure C11.** Schéma du cristal photonique-magnonique 1D. La supercellule de période  $D = 17,8 \mu\text{m}$  est constituée de deux couches magnétiques (YIG) d’épaisseurs différentes  $D_1$  et  $D_2$  et de deux inserts  $(\text{TiO}_2/\text{SiO}_2)^3\text{TiO}_2$  de fractions du cristal photonique diélectrique. L’ensemble de la structure se compose de 7 supercellules et d’une couche supplémentaire de YIG d’épaisseur  $D_1$ . Les couches de YIG sont saturées magnétiquement le long du champ magnétique externe  $\mathbf{H}_0$  dans le plan parallèle à l’axe  $x$ .

Nous étudions une structure périodique 1D constituée de couches magnétiques de YIG, séparées par des couches intercalaires diélectriques non magnétiques sous forme du cristal photonique diélectrique non magnétique composé de couches alternées d’oxyde de titane ( $\text{TiO}_2$ ) et d’oxyde de silicium ( $\text{SiO}_2$ ), c’est-à-dire

$(\text{TiO}_2/\text{SiO}_2)^3\text{TiO}_2$ , comme le montre la figure C11. Les couches de YIG sont saturées magnétiquement le long du champ externe  $\mathbf{H}_0$  dans le plan parallèle à l'axe  $x$ . Les épaisseurs des couches de  $\text{TiO}_2$  et de  $\text{SiO}_2$  sont respectivement  $d_1$  et  $d_2$ , avec  $d = d_1 + d_2$  étant la période du cristal photonique diélectrique, et l'épaisseur totale des couches intercalaires non magnétiques est  $d_d = 3d + d_1$ . Les couches magnétiques YIG d'épaisseurs  $D_1$  et  $D_2$  alternent à travers la structure composite. La combinaison de couches de YIG et de structure composite non magnétique forme ainsi un système à double période ou un cristal photonique-magnonique avec la période supercellulaire  $D = D_1 + D_2 + 2d_d$ . Une telle structure peut agir comme un cristal magnonique pour les ondes de spins et comme un cristal photonique pour les OEMs [15, 16]. Le nombre de supercellules est fixé à 7, et nous supposons que les couches de YIG d'épaisseur  $D_1$  sont situées sur les deux côtés gauche et droit du cristal photonique-magnonique. Ainsi, le cristal photonique-magnonique considéré contient globalement 15 couches magnétiques et 14 couches intercalaires en cristaux photoniques diélectriques.

Pour les calculs numériques, nous choisissons les épaisseurs des cristaux photoniques diélectriques égales à  $d_d = 1,9 \mu\text{m}$ , avec des couches de  $\text{TiO}_2$  et  $\text{SiO}_2$  respectivement de  $d_1 = 0,224 \mu\text{m}$  et  $d_2 = 0,335 \mu\text{m}$ . Nous faisons varier les épaisseurs des couches de YIG, en commençant par  $D_1 = D_2 = D_0 = 7 \mu\text{m}$  et en gardant l'épaisseur totale de la supercellule fixée à  $D = 17,8 \mu\text{m}$ . Ainsi, les épaisseurs des couches de YIG sont  $D_1 = D_0 \pm \Delta D$  et  $D_2 = D_0 \mp \Delta D$ , où  $D > 0$  est l'écart d'épaisseur de la couche de YIG par rapport à la valeur nominale  $D_0$ . En général, nous considérerons un cristal photonique-magnonique, où l'épaisseur de la première couche de YIG est décroissante,  $D_1 = D_0 - \Delta D$ , elle est donc plus petite que l'épaisseur de la couche de YIG suivante  $D_2 = D_0 + \Delta D$ , qui est croissante, c'est-à-dire  $D_1 < D_2$ .



**Figure C12.** Spectres de transmittivité du cristal photonique-magnonique infini pour différentes valeurs de déviation d'épaisseur des couches de YIG : (a)  $\Delta D = 0 \mu\text{m}$  ; (b)  $\Delta D = 3,5 \mu\text{m}$  ; (c)  $\Delta D = 7 \mu\text{m}$ . L'encart gauche : modes de défaut centraux pour  $\Delta D = 3,50 \mu\text{m}$  et  $3,49 \mu\text{m}$  (resp. courbes bleues et rouges). L'encart droit : les modes de défaut au voisinage de  $\Delta D = 3,5 \mu\text{m}$ .

La dispersion du cristal photonique-magnonique dans le cas limite d'un nombre infini de supercellules est illustrée sur les figures C12a, C12b et C12c respectivement pour  $\Delta D = 0 \mu\text{m}$ ,  $3,5 \mu\text{m}$  et  $7 \mu\text{m}$ . Ici,  $k_{x,m}$  est la composante  $x$  du vecteur d'onde de l'OEM dans une couche magnétique, et les zones jaunes montrent les bandes de transparence du cristal photonique-magnonique. Dans cette limite, la différence entre les cristaux photoniques-magnoniques commençant par des couches magnétiques plus minces et plus épaisses disparaît. Les modes internes de la bande interdite ne présentent aucune structure fine, comme pour une structure infinie, le nombre de couches de YIG, qui est responsable de la division du mode de défaut, tend vers l'infini et tous les sous-pics fusionnent. Les positions des modes internes de la bande interdite dans le

spectre du cristal photonique-magnonique infini restent les mêmes, comme dans les spectres de cristaux photoniques-magnoniques finis commençant par des couches magnétiques plus minces et plus épaisses, comme il ressort de la comparaison des encarts gauche et droit dans figure C12. L'encart gauche montre deux modes de défaut au centre du cristal photonique-magnonique avec  $\Delta D = 3,49 \mu\text{m}$  et  $\Delta D = 3,50 \mu\text{m}$  (resp. courbes rouges et bleues).

L'encart droit illustre le spectre de transmittivité du cristal photonique-magnonique avec  $D_1 < D_2$  en fonction de  $\Delta D$ . Ici, l'intersection de courbes rouge et bleue avec le mode de défaut central correspond aux courbes similaires de dispersion du cristal photonique-magnonique infini montré dans l'encart gauche. On peut voir que dans un cristal photonique-magnonique infini et dans un cristal photonique-magnonique fini avec  $D_1 < D_2$ , deux modes de défaut fusionnent lorsque  $\Delta D = 3,49 \mu\text{m}$ , tandis qu'à  $\Delta D = 3,50 \mu\text{m}$  ces modes se séparent déjà. De plus, notre analyse montre que la branche basse fréquence du mode de défaut divisé est due à l'épaississement des couches de YIG, et, au contraire, la branche haute fréquence apparaît en raison du rétrécissement des couches de YIG.

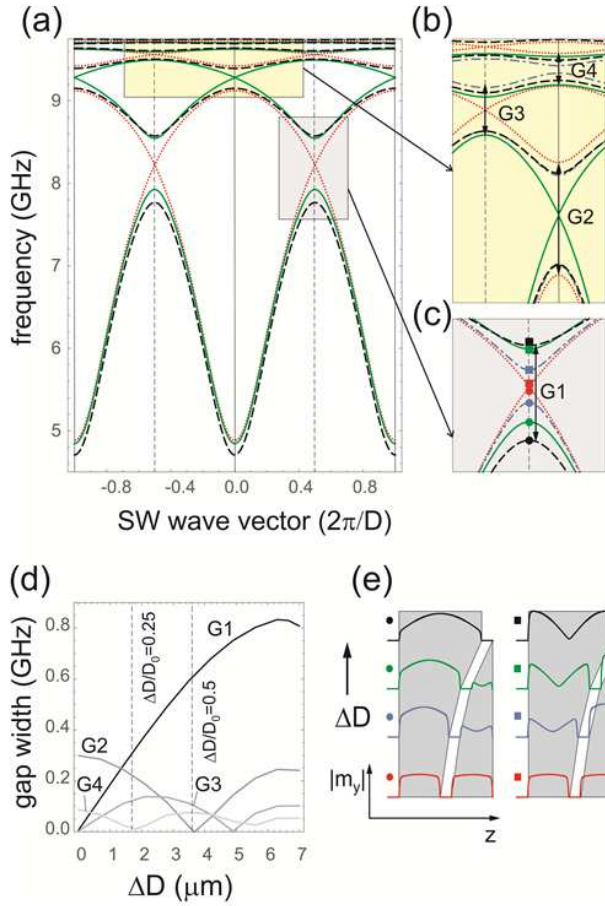
Le comportement des ondes de spins dans la structure dépend également des épaisseurs des couches magnétiques. Pour  $\Delta D = 0$ , les deux types de couches ont la même épaisseur et le système a une période réelle égale à  $D/2$  — c'est-à-dire avec une section du cristal photonique et une couche magnétique. La relation de dispersion pour cette structure tracée dans la zone de Brillouin pour la période  $D$  sera artificiellement pliée à  $k_{sw,z} = \pm\pi/D$  [voir les courbes rouges sur les figures C13a-C13c]. En ces points, les courbes de dispersion ont des autocroisements. En changeant l'épaisseur relative de deux types de couches magnétiques, nous pouvons ouvrir des bandes interdites magnétiques à  $k_{sw,z} = \pm\pi/D$  [voir les croisements qui se développent dans les premier et troisième gaps marqués G1 et G3 sur les figures C13b et C13c]. Pour augmenter  $\Delta D$ , ces nouvelles bandes magnoniques (aux fréquences d'environ 8 et 9,5 GHz) deviennent initialement plus larges [voir la figure C13d]. La largeur du premier bande magnonique augmente significativement de manière presque monotone, puis commence à se saturer, et diminue légèrement pour le cas limite où un type de couche magnétique disparaît ( $\Delta D$  tend vers  $7 \mu\text{m}$  et  $D_1 = 0$ ). La largeur de la troisième bande magnonique diminue significativement pour un  $\Delta D$  plus grand, s'annule, puis augmente à nouveau.

L'évolution de la largeur de la bande magnonique déjà existant pour  $\Delta D = 0$  peut être observée en détail sur les figures C13b et C13d. Les deuxième et quatrième bandes interdites (G2 et G4) commencent à se réduire avec l'augmentation de  $\Delta D$  et sont presque fermées respectivement pour  $\Delta D = 3,5 \mu\text{m}$  et  $1,725 \mu\text{m}$ . Ceci correspond au cas où  $D_1$  et  $D_2$  sont réduits et respectivement étendus de 50% et 25%. L'augmentation supplémentaire de  $\Delta D$  élargit à nouveau ces bandes interdites.

Une question intéressante, qui peut être importante pour la force de l'interaction MO, est la distribution de l'amplitude de l'onde de spins entre les deux types de couches magnétiques. Nous avons étudié le changement de profils des ondes de spins aux bords de la première bande magnonique en fonction de la différence d'épaisseur entre les deux couches magnétiques  $\Delta D$ . Pour la bande inférieure [c'est-à-dire la première bande, marquée par des cercles dans les figures C13c et C13e], l'amplitude est très faible pour une couche plus mince. Pour  $\Delta D = 0$ , l'amplitude s'égalise dans les deux couches. Il est également intéressant de noter que pour les couches plus épaisses, le piégeage dipolaire est plus fort et l'amplitude des ondes de spins à proximité de l'interface est abaissée par rapport à l'amplitude au centre de la couche. Pour la bande supérieure [c'est-à-dire la deuxième bande, marquée par des carrés dans les figures C13c et C13e], les ondes de spins ont une amplitude significativement plus grande dans la couche la plus mince. En diminuant  $\Delta D$ , l'amplitude commence à s'égaliser. Le changement ultérieur de  $\Delta D$  inverse le rôle des couches. Dans le cas limite de  $\Delta D = 7 \mu\text{m}$ , nous devons considérer un cristal magnonique dont la période inclut une seule couche

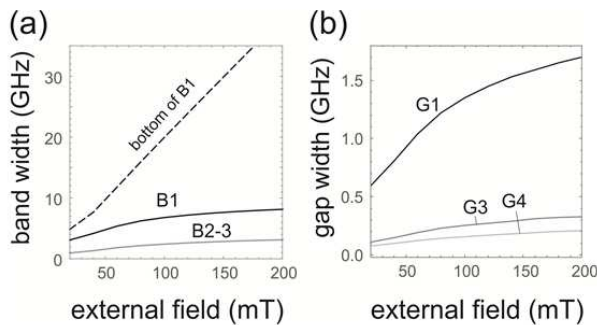
---

magnétique, et le mode pour la deuxième bande présente un zéro (nœud) distinctement perceptible au centre de la couche magnétique qui provient du minimum progressivement approfondi avec l'augmentation de  $\Delta D$ .



**Figure C13.** (a)-(c) Relation de dispersion pour les ondes de spins dans un cristal photonique-magnétique composé de la séquence de couches magnétiques d'épaisseurs  $D_1 = D_0 - \Delta D$ ,  $D_2 = D_0 + \Delta D$  placées alternativement et séparées par des couches intercalaires non magnétiques. Les courbes rouges, vertes et noires correspondent respectivement à  $\Delta D = 0 \mu\text{m}$ ,  $1,5 \mu\text{m}$ ,  $3,5 \mu\text{m}$  et  $7 \mu\text{m}$ . (b) et (c) montrent les régions de quatre bandes interdites magnétiques les plus basses : G1, G2, G3 et G4. Le changement de la largeur de ces bandes en fonction de  $\Delta D$  sont montrés en (d). L'amplitude de la composante dans le plan (la composante  $y$ ) des ondes de spins dans une supercellule varie en fonction d'épaisseur relative de deux types de couches magnétiques. Les profils des modes au-dessus et au-dessous de la première bande magnétique sont présentés en (e). La dispersion de la propagation de l'onde de spins dans la direction  $z$  (de couche à couche) est calculée pour la valeur fixe de la composante dans le plan du vecteur d'onde  $k_{\text{SW},x} = 0,4\pi/D$  et pour le champ magnétique externe 10 mT appliqué dans le plan (le long de la direction  $x$ ).

Fait intéressant, dans les systèmes magnoniques, nous pouvons utiliser le champ magnétique externe pour régler le spectre des ondes de spins dans l'échelle de fréquence. Nous avons étudié comment le changement de l'amplitude du champ magnétique externe affecte la largeur des bandes interdites et des bandes passantes magnoniques les plus basses. Sur la figure C14, nous présentons les résultats pour la structure avec la valeur intermédiaire de  $\Delta D = 3,5 \mu\text{m}$ . Pour ce système, la deuxième et la troisième bandes autorisées se confondent en une seule bande passante (notée ici par le symbole B2-3) et l'écart entre ces bandes disparaît (la largeur de G2 est égale à zéro).



**Figure C14.** Largeurs des bandes passantes magnoniques les plus basses (a) et des bandes interdites magnoniques (b) du cristal photonique-magnétique considéré. On fixe la différence d'épaisseurs entre les couches magnétiques à  $\Delta D = 3,5 \mu\text{m}$ . La composante dans le plan du vecteur d'onde de spins est  $k_{\text{SW},x} = 0,4\pi/D$ . La courbe pointillée en (a) indique la position du bas de la bande de transmission magnonique la plus basse.

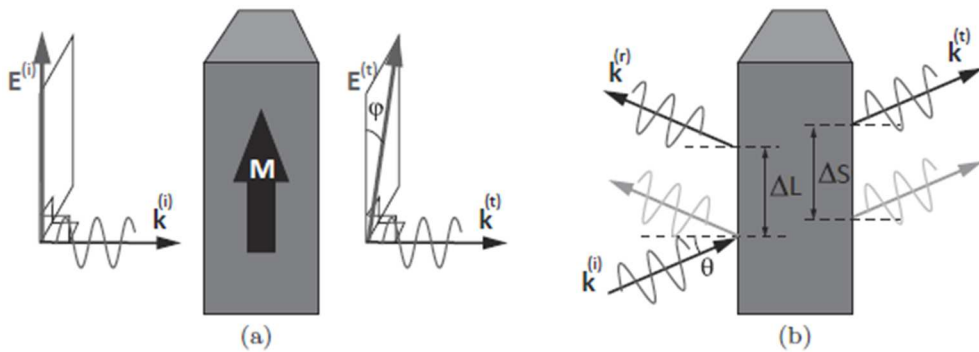
En réglant le champ magnétique externe, nous décalons à la fois (courbe pointillée sur la figure C14a) et étirons (courbes continues sur la figure C14) les courbes de dispersion dans l'échelle de fréquence. Nous



pouvons remarquer que les largeurs des bandes passantes (et des bandes interdites) augmentent avec la croissance du champ externe. Cependant, cette augmentation est limitée pour chaque bande passante (et bande interdite) dans le régime des champs élevés à une certaine valeur de saturation. Cela signifie que pour des champs externes plus faibles, nous pouvons affecter non seulement la position des bandes passantes et interdites magnoniques, mais également leur largeur. Le changement de la largeur des bandes se traduit par la modification de la vitesse de groupe dans la plage de faibles valeurs du champ externe. La largeur de la bande passante la plus basse (B1) (et la bande interdite la plus basse (G1)) est la plus sensible aux variations du champ magnétique.

### C.III.3. Effets Goos-Hänchen et Faraday dans un cristal photonique-magnonique

Enfin, nous étudions l'effet Faraday et le décalage GH des OEMs transmises à travers des cristaux photoniques-magnoniques bi-périodiques unidimensionnels de structure  $[M(AB)^dA]^K M$  avec  $M$  étant YIG, et  $A$  et  $B$  étant respectivement  $\text{TiO}_2$  et  $\text{SiO}_2$ . Nous nous attendions à ce que le décalage GH puisse atteindre des valeurs importantes au voisinage de modes internes de la bande interdite. Les paramètres de la structure sont les mêmes que ceux décrits dans la sous-section III.1.



**Figure C15.** Schémas de (a) rotation de Faraday et (b) effet Goos-Hänchen dans la structure photonique. Ici,  $\mathbf{E}$  et  $\mathbf{k}$  sont le champ électrique et le vecteur d'onde d'une OEM,  $\theta$  est l'angle d'incidence,  $\phi$  est l'angle de rotation Faraday,  $\Delta L$  et  $\Delta S$  sont les décalages latéraux de faisceaux réfléchis et transmis. Les exposants (i), (r) et (t) font référence aux ondes incidente, réfléchie et transmise.

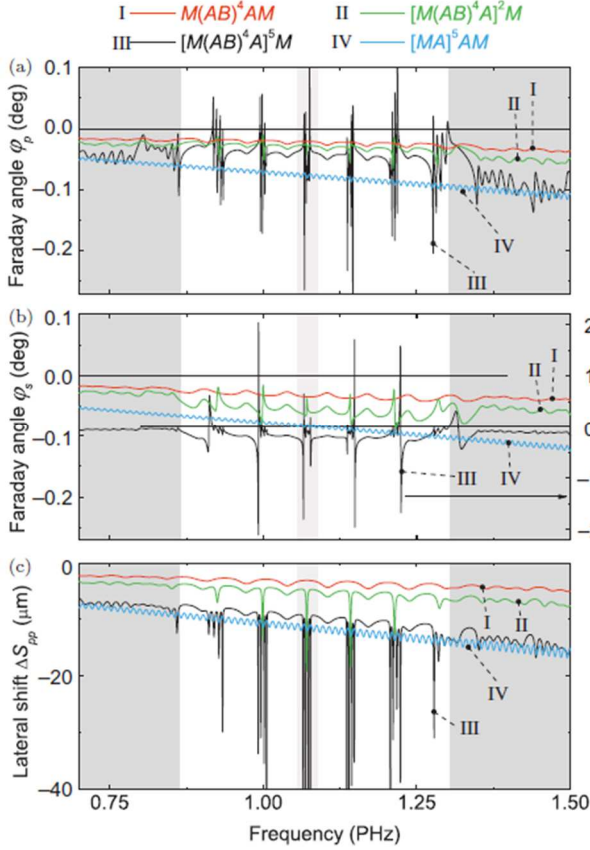
L'effet Faraday [11] a été découvert en 1845 et défini comme la rotation du plan de polarisation d'un faisceau optique polarisé linéairement transmis à travers un milieu magnétique, comme le montre schématiquement la figure C15a dans le cas d'une configuration MO longitudinale. La rotation de Faraday peut être utilisée dans des dispositifs non réciproques tels que des isolateurs optiques et des circulateurs qui sont utilisés pour le routage de signaux optiques, ainsi que dans l'étude de la structure magnétique de couches magnétiques minces et de multicouches magnétiques [11, 17, 18], pour la détection de l'état magnétique [19] ou même pour les techniques de détection chimique [20]. Il est pratique de caractériser et de quantifier les changements de polarisation induits magnétiquement en utilisant des angles de Faraday qui peuvent être calculés en termes d'éléments de la matrice de transmission et définis comme

$$\text{tg} \phi_s = -\text{Re} \left( \frac{T_{ps}}{T_{ss}} \right), \quad \text{tg} \phi_p = -\text{Re} \left( \frac{T_{sp}}{T_{ss}} \right). \quad (\text{C6})$$

Il convient de noter que l'inversion de l'aimantation de toutes les couches magnétiques conduit à l'inversion de deux angles de Faraday  $\phi_p$  et  $\phi_s$ .

Les figures C16a et C16b présentent les angles de Faraday  $\phi_p$  et  $\phi_s$  de la lumière incidente polarisée respectivement  $p$  et  $s$ , en fonction de la fréquence angulaire  $\omega$  pour l'angle d'incidence  $\theta = 30^\circ$  pour les

cristaux photoniques-magnoniques de nombre différent  $K$  de super-cellules. Les angles de Faraday dans la structure  $M(AB)^4AM$  avec quatre cellules unitaires diélectriques et  $K = 1$  supercellule magnétique sont représentés par les courbes rouges. Dans ce cas, comme cela a été mentionné ci-dessus, la répétition de cellules unitaires diélectriques ( $AB$ ) entre les couches magnétiques conduit à former une bande interdite dans les spectres de transmittivité de la structure, et des modes de défaut à fréquence étroite de haute transmittivité apparaissent à l'intérieur de la bande interdite en raison de couches magnétiques de deux côtés du cristal photonique diélectrique qui agissent comme des couches défauts. Les deux angles de Faraday  $\phi_p$  et  $\phi_s$  sont négatifs (environ  $0,02^\circ$  en valeur absolue) et leur valeur absolue augmente légèrement avec l'augmentation de  $\omega$ .

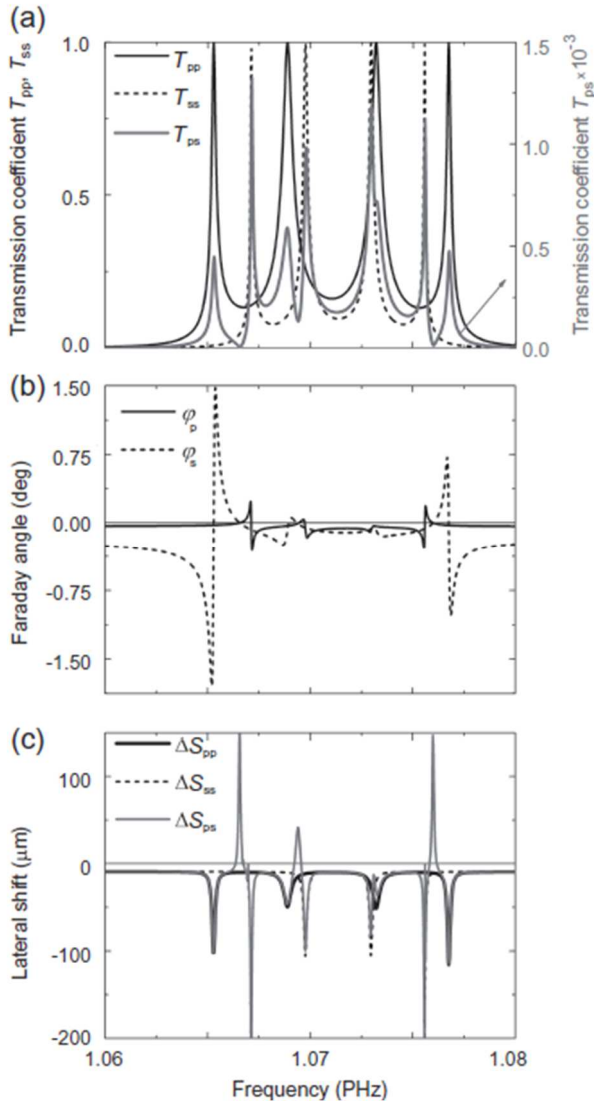


**Figure C16.** Spectres des angles de rotation de Faraday  $\phi_p$  (a) et  $\phi_s$  (b), et décalage GH dans la bande interdite pour l'angle d'incidence  $\theta = 30^\circ$  dans les structures  $M(AB)^4AM$ ,  $[M(AB)^4A]^2M$ ,  $[M(AB)^4A]^5M$  et  $[MA]^5AM$ . Noter une échelle verticale différente sur les axes verticaux gauche et droit en (b). Les zones grises correspondent à la bande de transmission, et la zone gris clair est agrandie sur la figure C13.

Avec l'augmentation du nombre  $K$  de supercellules magnétiques  $M(AB)^4A$ , chaque mode interne de la bande interdite devient plus étroit et se divise en un ensemble de sous-pics. Les angles de Faraday à l'intérieur de bandes interdites diminuent (voir les courbes vertes pour les structures  $[M(AB)^4A]^2M$  avec  $K = 2$  super-cellules magnétiques et les courbes bleues pour  $[M(AB)^4A]^5M$  avec  $K = 5$  super-cellules magnétiques), mais les variations de  $\phi_s$  sont plus grandes que celles de  $\phi_p$ . En effet, dans la structure  $[M(AB)^4A]^5M$ ,  $\phi_s$  est environ un ordre de grandeur plus grand que  $\phi_p$ . Les deux angles de Faraday dans ce dernier cas peuvent changer le signe à certaines fréquences, et les variations les plus notables des angles de Faraday se produisent autour des modes à l'intérieur de la bande interdite.

Étant donné que l'effet Faraday augmente avec l'épaisseur de la couche magnétique [11], il est logique de comparer les angles de rotation Faraday dans un cristal photonique-magnonique bipériodique  $[M(AB)^4A]^5M$  avec les angles de rotation Faraday dans une structure similaire avec une couche intercalaire diélectrique homogène  $[MA]^5M$  avec  $d_A = d_d$ , de sorte que l'épaisseur totale de couches magnétiques dans ces deux structures est la même. Pour la structure à couche intercalaire diélectrique homogène, aucune bande interdite n'apparaît dans la gamme de fréquences considérée pour les épaisseurs  $d_d$  et  $d_M$  que nous

avons choisies pour les calculs. Les angles de Faraday sont négatifs (courbes magenta) ; les valeurs absolues de  $\phi_s$  sont bien inférieures à celles du cristal photonique-magnonique bipériodique avec  $K = 5$  (comparer les courbes magenta et bleue sur la figure C16b en gardant à l'esprit l'échelle verticale différente pour ces courbes). Les valeurs de  $\phi_p$ , cependant, sont légèrement plus grandes dans le cas de la structure  $[MA]^5M$  que dans le cas de  $[M(AB)^4A]^5M$ , à l'exception de régions qui correspondent aux modes internes de la bande interdite dans cette dernière structure. Ainsi, la périodicité introduite par le cristal photonique diélectrique modifie drastiquement la rotation du plan de polarisation et permet d'atteindre des valeurs d'angles de Faraday plus grandes.



**Figure C17.** Structure fine (a) du mode interne de la bande interdite dans les spectres de transmission  $|T_{pp}|$  (courbe continue noire),  $|T_{ss}|$  (courbe pointillée),  $|T_{ps}|$  (courbe grise) ; (b) des angles de rotation de Faraday  $\phi_p$  (courbe noire continue) et  $\phi_s$  (courbe pointillée) ; (c) des décalages GH  $\Delta S_{pp}$  (courbe noire continue),  $\Delta S_{ss}$  (courbe pointillée) et  $\Delta S_{ps}$  (courbe grise continue) pour l'angle d'incidence  $\theta = 30^\circ$  et la structure  $[M(AB)^4A]^5M$ .

Dans les figures C17a et C17b nous montrons les détails d'un seul mode interne de la bande interdite et les angles de rotation Faraday correspondants de la lumière transmise à travers un cristal photonique-magnonique bipériodique de la structure  $[M(AB)^4A]^5M$ . Les positions des maxima de l'angle de rotation Faraday ne correspondent pas à la position des pics de mode interne de la bande interdite dans les spectres des coefficients de transmission diagonaux, comme il ressort de la comparaison des courbes continues noires et grises sur les figures C17a et C17b. L'origine de ce comportement réside dans l'interaction complexe entre les éléments diagonaux et non-diagonaux de la matrice de transmission (les positions de fréquence de sous-pics des spectres  $T_{pp}$  et  $T_{ss}$  sont différentes mais se chevauchent avec celles du spectre  $T_{ps}$  — illustrées par la courbe pointillée dans figure C17a), dont le rapport définit les valeurs de  $\phi_{p,s}$ .

Il est à noter que lorsque le coefficient de transmission diagonale  $T_{ss}$  est maximal, l'angle de rotation Faraday atteint des valeurs jusqu'à  $0,1^\circ$  pour la lumière incidente polarisée  $s$ , alors que pour la lumière incidente polarisée  $p$  l'angle de rotation Faraday ne dépasse pas  $-0,02^\circ$  aux pics de transmittivité  $T_{pp}$  correspondantes (comparer les figures C16a et C16b).

La dépendance en fréquence du décalage latéral  $\Delta S_{pp}$  est montrée sur la figure C16c pour l'angle d'incidence  $\theta = 30^\circ$  pour les structures cristallines photoniques-magnoniques avec un nombre  $K$  différent de super-cellules. On considère un faisceau gaussien incident de taille  $w_0 = 30 \mu\text{m}$ . Le décalage latéral est négatif et augmente globalement avec l'augmentation du nombre de super-cellules  $K$ . La série de pics abrupts du décalage latéral apparaît aux fréquences des modes internes de la bande interdite. Dans le cas où les couches magnétiques sont séparées par une couche diélectrique homogène, le décalage latéral est légèrement plus important (en valeur absolue) aux fréquences éloignées des modes internes que le décalage dans la structure bipériodique similaire. Dans ce dernier cas, aux fréquences de la bande interdite, le décalage latéral peut atteindre des valeurs importantes d'environ  $100\lambda$  (voir pour plus de détails la figure C17c).

Le décalage latéral démontre la même structure fine, et les positions de fréquence des sous-pics de  $\Delta S_{ij}$  coïncident avec celles de  $T_{ij}$ , comme le montrent les figures C17a et C17c. Le décalage latéral  $\Delta S_{ps}$  de la contribution polarisée croisée à la lumière transmise peut être aussi négatif que positif (courbe grise sur la figure C17c), contrairement à  $\Delta S_{pp}$  et  $\Delta S_{ss}$  qui sont toujours négatifs. Les positions des maxima positifs de  $\Delta S_{ps}$  correspondent à la position des écarts entre les sous-pics de  $T_{ps}$  (comparez les courbes grises sur les figures C17a et C17c). Notons que tous les écarts de  $T_{ps}$  ne s'accompagnent pas d'un pic positif du décalage latéral. Par exemple, au milieu du mode interne de la bande interdite (à  $\omega \approx 1,072 \text{ rad.PHz}$ )  $T_{ps}$  présente un changement régulier qui n'entraîne pas de grandes variations de sa phase et ne produit pas de pic de décalage latéral. Contrairement aux angles de Faraday, les positions des pics de décalage latéral de la lumière polarisée  $p$  et  $s$  correspondent à celles des maxima de transmittivité respectivement  $T_{pp}$  et  $T_{ss}$ .

#### C.III.4. Résumé

Nous avons étudié les propriétés spectrales d'un cristal photonique-magnonique sous la forme d'une structure multicouche monodimensionnelle multifonctionnelle complexe avec des constituants magnétiques et non magnétiques alternés et avec des propriétés de cristaux à la fois magnoniques et photoniques, c'est-à-dire ayant des bandes interdites à la fois magnoniques et photoniques dans les régimes de fréquence respectivement GHz et PHz. En raison des différentes gammes de fréquences dans lesquelles se produisent les bandes interdites magnoniques et photoniques, les propriétés magnoniques et photoniques du système considéré ont été analysées séparément.

Nous avons considéré la propagation d'ondes de spins dans le système qui équivaut à l'empilement périodique de couches magnétiques infinies séparées par des couches intercalaires non magnétiques — la structure interne des couches intercalaires, qui sont des cristaux photoniques, ne jouant aucun rôle pour les ondes de spins. Nous avons prouvé qu'une composante non nulle du vecteur d'onde dans le plan est indispensable au couplage dynamique entre les ondes de spins dans les couches magnétiques voisines, et donc pour la formation de la structure de la bande magnonique.

En revanche, comme l'indiquent nos calculs, l'influence de couches magnétiques sur le spectre photonique de la structure considérée est assez importante. La transmittivité à travers le cristal photonique-magnonique est radicalement modifiée par rapport au spectre correspondant d'un cristal photonique diélectrique pur. Premièrement, des pics supplémentaires à haute transmittivité se produisent dans la structure considérée en raison de la présence de couches de YIG espacées périodiquement disposées. Ces modes

intérieurs de la bande interdite, comme nous les avons nommés, se divisent en sous-pics aigus (quelques THz de largeur). Deuxièmement, le nombre de modes intérieurs de la bande interdite s'avère dépendre du nombre de périodes dans des cristaux photoniques diélectriques de taille finie séparés par des couches magnétiques, tandis que le nombre de sous-pics à structure fine est lié au nombre total de périodes dans le cristal magnonique. Troisièmement, le nombre et la largeur des modes intérieurs de la bande interdite dépendent fortement de l'angle de propagation. Les deux bords des bandes interdites photoniques se déplacent vers les hautes fréquences pour les OEM à polarisation  $s$  et  $p$ , mais de différentes manières : les modes intérieurs de la bande interdite polarisés  $s$  rétrécissent et ceux à polarisation  $p$  s'élargissent avec l'augmentation de l'angle d'incidence.

Pour résumer, nous avons démontré que le spectre photonique du cristal photonique-magnonique considéré à double périodicité est très sensible aux paramètres géométriques du cristal ainsi qu'aux facteurs externes, tels que l'angle d'incidence et la polarisation de l'OEM incidente. Ces caractéristiques du cristal dual photonique-magnonique peuvent être utiles pour la conception de dispositifs fonctionnant simultanément dans les régimes proche infrarouge et optique pour les OEM dans les applications photoniques, et dans le régime GHz pour les ondes de spins dans les applications magnoniques. De plus, l'idée présentée peut être étendue pour explorer les possibilités d'amélioration de l'interaction entre les OEM infrarouges ou optiques et les ondes de spins. Ceci peut être réalisé en introduisant un défaut unique dans le cristal photonique-magnonique et en générant des ondes de spins et des modes OEM qui se chevauchent au niveau de ce défaut avec des fréquences provenant respectivement des bandes interdites magnoniques et photoniques. Ainsi, l'étude présentée peut conduire à une réelle avancée en optomagnonique et ses applications.

Les résultats présentés dans cette section ont été publiés dans un chapitre de livre et dans des revues à comité de lecture sous les références suivantes :

1. J. Kłos, I. L. Lyubchanskii, M. Krawczyk, P. Gruszecki, S. Mieszczak, J. Rychły, Yu. S. Dadoenkova, N. N. Dadoenkova, *Magnonics and confinement of light in photonic-magnonic crystals*, pp. 79-134, in *Optomagnonic Structures: Novel Architectures for Simultaneous Control of Light and Spin Waves*, edited by Evangelos Almpanis (World Scientific, 2021).

2. J. W. Kłos, M. Krawczyk, Yu. S. Dadoenkova, N. N. Dadoenkova, I. L. Lyubchanskii, "Photonic-magnonic crystals: Multifunctional periodic structures for magnonic and photonic applications", *J. Appl. Phys.* **115**, 174311 (2014).

3. J. W. Kłos, M. Krawczyk, Yu. S. Dadoenkova, N. N. Dadoenkova, I. L. Lyubchanskii, "Spin waves and electromagnetic waves in photonic-magnonic crystals", *IEEE Trans. Magn.* **50**, 2504404 (2014).

4. Yu. S. Dadoenkova, N. N. Dadoenkova, I. L. Lyubchanskii, J. W. Kłos, M. Krawczyk, "Confined states in photonic-magnonic crystals with complex unit cell", *J. Appl. Phys.* **120**, 073903 (2016).

5. Yu. S. Dadoenkova, N. N. Dadoenkova and I. L. Lyubchanskii, J. Kłos, M. Krawczyk, "Faraday effect in bi-periodic photonic-magnonic crystals", *IEEE Trans. Magn.* **53**, 2501005 (2017).

6. Yu. S. Dadoenkova, N. N. Dadoenkova, J. W. Kłos, M. Krawczyk, I. L. Lyubchanskii, "Goos-Hänchen effect in light transmission through biperiodic photonic-magnonic crystals", *Phys. Rev. A* **96**, 043804 (2017).

## Références

1. X. Yu *et al.*, *Adv. Funct. Mater.* **20**, 1910 (2010).
2. S. G. Romanov *et al.*, *Adv. Mater.* **23**, 2515 (2011).
3. M. Eichenfeld *et al.*, *Nature* **462**, 78 (2009).
4. S. El-Jallal *et al.*, *Phys. Rev. B* **88**, 205410 (2013).
5. V. L. Zhang *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **100**, 163118 (2012).

6. H. Pan *et al.*, *Nanoscale Res. Lett.* **8**, 115 (2013).
7. M. L. Sokolovskyy and M. Krawczyk, *J. Nanoparticle Res.* **13**, 6085 (2011).
8. M. Krawczyk *et al.*, *J. Phys. D Appl. Phys.* **46**, 495003 (2013).
9. M. Krawczyk *et al.*, *Adv. Condensed Matter Phys.* **2012**, 764783 (2012).
10. D. W. Berreman, *Opt. Soc. Amer.* **62**, 502–510 (1972).
11. A. K. Zvezdin and V. A. Kotov, *Modern Magnetooptics and Magneto-optical Materials* (Bristol, Institute of Physics Publishing, 1997).
12. E. D. Palik, *Handbook of Optical Constants in Solids* (New York, Academic 1991).
13. S. B. Borisov, N. N. Dadoenkova, and I. L. Lyubchanskii, *Opt. Spectrosc.* **74**, 1127, (1993).
14. S. O. Demokritov and A. N. Slavin, Eds., *Magnonics: From Fundamentals to Applications* (Berlin, Germany, Springer-Verlag, 2013).
15. J. W. Klos *et al.*, *J. Appl. Phys.* **115**, 174311 (2014).
16. J. W. Klos *et al.*, *IEEE Trans. Magn.* **50**, 2504404 (2014).
17. M. Mansuripur, *The Physical Principles of Magneto-Optical Recording* (Cambridge, Cambridge University Press, 1995).
18. J. Gräfe *et al.*, *Rev. Sci. Instrum.* **85**, 023901 (2014).
19. M. Atature *et al.*, *Nat. Phys.* **3**, 101 (2007).
20. N. Dissanayake *et al.*, *J. Appl. Phys.* **99**, 091112 (2011).

#### C.IV. CRISTAUX PHOTONIQUES DIÉLECTRIQUES MULTIPÉRIODIQUES

Dans notre article [1], nous avons étudié un cristal photonique 1D complexe à trois composants composés de trois milieux  $a$ ,  $b$  et  $c$  avec des permittivités différentes. Contrairement à un cristal photonique ternaire 1D conventionnel  $(abc)^N$  avec une cellule unitaire simple  $(abc)$ , un cristal photonique 1D complexe de structure  $[(ab)^Nc]^K$  a une cellule unitaire complexe (ou super-cellule)  $[(ab)^Nc]$ . De tels cristaux photoniques bipériodiques sont caractérisés par une période supplémentaire (interne) formée par la sous-cellule  $(ab)$  se répétant  $N$  fois à l'intérieur de la super-cellule  $[(ab)^Nc]$ . Un autre exemple de structures bipériodiques 1D sont les cristaux photoniques-magnoniques  $[(ab)^Nf]^K$ , c'est-à-dire des multicouches avec des couches magnétiques équidistantes  $f$  qui sont séparées par un cristal photonique diélectrique  $(ab)^N$  [2-6], et hypercristaux photoniques avec la structure similaire où des couches de métamatériau régulièrement réparties sont périodiquement incrustées dans un cristal photonique diélectrique [7-10]. Il convient de noter que le cristal photonique 1D bi-périodique a été théoriquement analysé dans [11], où le profil d'indice de réfraction est modulé par deux fonctions cosinus avec des périodes différentes. Cependant, notre modèle développé dans [1] est plus réaliste car il est applicable à l'étude de multicouches avec une différence suffisamment grande dans les indices de réfraction de couches voisines, alors que dans la Réf. [11] le changement de l'indice de réfraction le long de la direction d'inhomogénéité est caractérisé par une modulation douce.

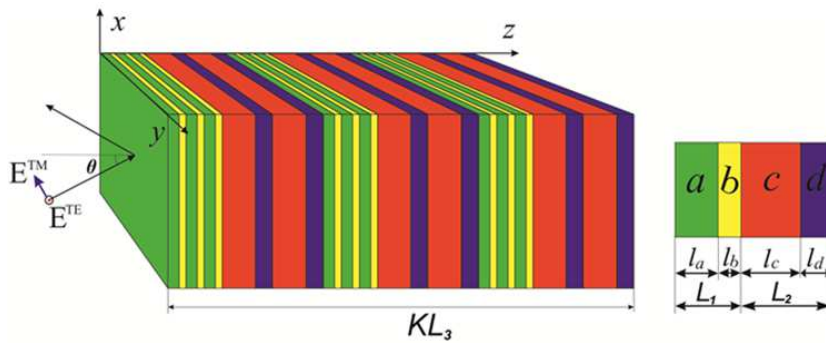
Dans cette section, je présente l'extension et le développement de résultats obtenus dans nos articles concernant des cristaux photoniques-magnoniques. L'objectif principal de cette recherche est de fournir une analyse théorique et numérique de cristaux photoniques multipériodiques 1D basée sur une structure à quatre composants (quaternaire)  $(abcd)^K$ . Dans ce cas, nous pouvons construire un cristal photonique 1D tri-périodique avec la cellule unitaire complexe  $[(ab)^N(cd)^M]^K$ .

##### C.IV.1. Classification spectrale de cristaux photoniques tripériodiques

Considérons un cristal photonique 1D de taille finie composé de milieux diélectriques non magnétiques différents  $a$ ,  $b$ ,  $c$  et  $d$  d'épaisseurs respectivement  $l_a$ ,  $l_b$ ,  $l_c$ , et  $l_d$ . Le cristal photonique est entouré d'air. La super-cellule du cristal photonique peut être formée en combinant deux sous-cellules composées de différentes paires de matériaux (par exemple,  $(ab)$  et  $(cd)$ ) et en les répétant respectivement  $N$  et  $M$  fois, comme le montre la figure C18. Les épaisseurs des sous-cellules  $(ab)$  et  $(cd)$  sont notées  $L_1 = l_a + l_b$  et  $L_2 = l_c + l_d$ , et l'épaisseur de la super-cellule est  $L_3 = NL_1 + ML_2$ . En répétant la super-cellule  $K$  fois, on obtient une structure  $[(ab)^N(cd)^M]^K$ . Ainsi, le système présente un cristal

photonique tripériodique 1D qui est constitué de cristaux photoniques « internes »  $(ab)^N$  et  $(cd)^M$  formant la supercellule  $(ab)^N(cd)^M$ . L'épaisseur totale de cette structure est  $KL_3$ . Nous supposons que les dimensions longitudinales (le long des axes  $x$  et  $y$ ) du cristal photonique sont suffisamment grandes pour négliger les effets de frontière dans ces directions.

Nous supposons qu'une OEM dans le proche infrarouge, de longueur d'onde  $\lambda = (1-5) \mu\text{m}$ , est incidente dans le plan  $(xz)$  sur le côté gauche du cristal photonique sous un angle  $\theta$  par rapport à l'axe  $z$  qui est normal aux interfaces (voir figure C18). Dans le régime de longueur d'onde considéré, tous les milieux choisis sont transparents et ont des permittivités diélectriques scalaires, et leurs perméabilités magnétiques relatives sont égales à 1. Dans ce cas, les modes  $s$  et  $p$  sont les modes propres du cristal photonique, dont les composantes non nulles sont respectivement  $(H_x, E_y, H_z)$  et  $(E_x, H_y, E_z)$ .



**Figure C18.** Schéma du cristal photonique tri-périodique diélectrique 1D de la structure  $[(ab)^N(cd)^M]^K$  (ici  $N=3$ ,  $M=2$  et  $K=3$ ).  $\mathbf{E}^{\text{TE}}$  et  $\mathbf{E}^{\text{TM}}$  désignent les champs électriques des OEMs polarisées  $s$  et  $p$ , et  $\theta$  est l'angle d'incidence.

Pour les calculs numériques, nous considérons les oxydes diélectriques  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ,  $\text{SiO}_2$ ,  $\text{TiO}_2$ , et  $\text{ZrO}_2$  comme couches  $a$ ,  $b$ ,  $c$  et  $d$ . Tous ces oxydes sont transparents dans le régime proche infrarouge, et on néglige donc l'absorption des OEMs. Pour simplifier la lecture, nous introduisons les notations suivantes pour ces milieux :  $\text{Al}_2\text{O}_3 \rightarrow A$ ,  $\text{SiO}_2 \rightarrow S$ ,  $\text{TiO}_2 \rightarrow T$  et  $\text{ZrO}_2 \rightarrow Z$ .

Nous prenons en compte la dispersion fréquentielle des permittivités diélectriques de tous les milieux *via* les équations de Sellmeier (voir Réf. [12-16]). La dispersion de fréquence des indices de réfraction des oxydes  $n_j(\omega) = \sqrt{\epsilon_j(\omega)}$  ( $j = A, S, T, Z$ ) est représentée sur la figure C19a. On peut voir que dans la gamme de fréquence considérée (qui correspond aux longueurs d'onde du proche infrarouge  $\lambda = (1-5) \mu\text{m}$ ) les indices de réfraction des milieux varient relativement régulièrement (pas plus de 0,2 unité) et augmentent dans l'ordre suivant :  $S \rightarrow A \rightarrow Z \rightarrow T$ .

En utilisant ces dépendances des indices de réfraction, il est commode de classer les structures cristallines photoniques tripériodiques étudiées par la grandeur et le signe du *contraste optique*, c'est-à-dire selon la différence entre les permittivités diélectriques dans les paires « sous-cellule gauche – sous-cellule droite » :  $|\Delta\epsilon_{ij}| = |\epsilon_i - \epsilon_j|$ ,  $\{i, j\} = \{A, S, T, Z\}$ ,  $i \neq j$ , dont les valeurs absolues sont illustrées à la figure C19b.

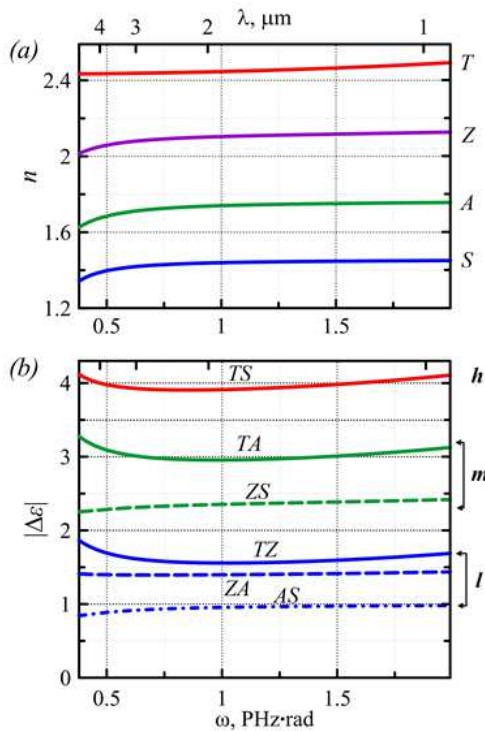
Selon le contraste diélectrique, les paires de milieux constituant la sous-cellule à cristal photonique peuvent être divisées en trois types : les sous-cellules à fort contraste avec  $|\Delta\epsilon_{ij}| > 3,5$  — les paires (TS) et (ST) (courbe rouge sur la figure C19b) ; sous-cellules à contraste moyen avec  $2 < |\Delta\epsilon_{ij}| < 3,5$  — les paires (ZS) et (SZ), (TA) et (AT) (courbes vertes sur la figure C19b) ; et sous-cellules à faible contraste avec  $|\Delta\epsilon_{ij}| < 2$  — les paires (TZ) et (ZT), (ZA) et (AZ), (AS) et (SA) (courbes bleues sur la figure C19b).

Pour la classification de cristaux photoniques composés de ces paires de milieux, nous désignons les cellules par "h" pour un contraste optique élevé, "m" pour un contraste optique moyen et "l" pour un faible contraste optique. Ensuite, si la différence entre les permittivités diélectriques de deux milieux dans la sous-cellule est positive,  $\Delta\epsilon_{ij} > 0$ ,

nous notons cette paire de milieux par  $h^+$ ,  $m^+$ , ou  $l^+$ , et dans le cas de  $\Delta\varepsilon_{ij} < 0$ , la paire est notée par  $h^-$ ,  $m^-$ , ou  $l^-$ . Par exemple, la paire  $(TS)$  appartient au groupe  $h^+$ , tandis que la paire  $(ST)$  appartient au groupe  $h^-$ . Comme on peut le voir sur la figure C19, le seul choix possible de milieux pour les groupes  $h^+$  est  $(TS)$  et  $(ST)$  pour le groupe  $h^-$ . Le groupe  $m^+$  est présenté par deux combinaisons  $(ZS)$ ,  $(TA)$ , et le groupe  $m^-$  — par  $(SZ)$ ,  $(AT)$ . Enfin, les groupes à faible contraste contiennent six paires :  $(AS)$ ,  $(ZA)$ ,  $(TZ)$  pour le groupe  $l^+$ , et  $(SA)$ ,  $(AZ)$  et  $(ZT)$  pour le groupe  $l^-$ . Parmi toutes les combinaisons possibles de paires de couches formant les sous-cellules de cristaux photoniques tripériodiques, nous choisissons les paires où chaque couche n'apparaît qu'une seule fois, c'est-à-dire, par exemple, des combinaisons comme  $(TS)(TZ)$  ne sont pas considérées dans notre étude. Dans ces conditions, dans le Tableau C1 nous spécifions les groupes suivants de cristaux photoniques tripériodiques :

**Tableau C1. Classification de cristaux photoniques tripériodiques par contraste optique entre les paires de couches formant les sous-cellules.**

Groupe $hl$		Groupe $ll$		Groupe $mm$				
Sous- groupes de structures	$h^-l^-$	$(ST)(AZ)$	Sous- groupes de structures	$l^-l^-$	$(SA)(ZT), (ZT)(SA)$	Sous- groupes de structures	$m^-m^-$	$(AT)(SZ), (SZ)(AT)$
	$h^-l^+$	$(ST)(ZA)$		$l^-l^+$	$(SA)(TZ), (ZT)(AS)$		$m^-m^+$	$(AT)(ZS), (SZ)(TA)$
	$h^+l^-$	$(TS)(AZ)$		$l^+l^-$	$(TZ)(SA), (AS)(ZT)$		$m^+m^-$	$(TA)(SZ), (ZS)(AT)$
	$h^+l^+$	$(TS)(ZA)$		$l^+l^+$	$(AS)(TZ), (TZ)(SA)$		$m^+m^+$	$(TA)(ZS), (ZS)(TA)$



**Figure C19.** (a) Dépendance des indices de réfraction des constituants du cristal photonique (oxydes diélectriques A, s, T et Z) de la fréquence angulaire  $\omega$  (ou de la longueur d'onde  $\lambda$ ). (b) La valeur absolue du contraste optique  $|\Delta\varepsilon_{ij}| = |\varepsilon_i - \varepsilon_j|$   $\{i, j\} = \{A, S, T, Z\}$ ,  $i \neq j$ , entre les couches dans les paires en fonction de  $\omega$  (ou  $\lambda$ ). Ici,  $h$ ,  $m$ , et  $l$  se réfèrent respectivement à un contraste optique élevé, moyen et faible.

Ainsi, tous les cristaux photoniques tripériodiques composés de deux paires de milieux différents sont divisés en trois groupes, et chaque groupe contient quatre sous-groupes.

Les groupes de cristaux photoniques rassemblés dans le Tableau C1 possèdent les propriétés suivantes :

1) La permutation des symboles ( $h, m, l$ ) au sein du sous-groupe, avec changement de signe simultané du contraste optique, donne une structure « miroir ». Par exemple, un cristal photonique  $(ST)(ZA)$  dans le sous-groupe  $h^-l^-$  est équivalent à la structure  $(AZ)(TS)$  dans le sous-groupe  $h^+l^+$ , et donc toutes les structures « miroir » sont prises en compte dans le Tableau C1.



2) Les structures « originelles » et « miroir » [par exemple,  $(SA)(TZ)$  et  $(ZT)(AS)$ ] dans le cas considéré des couches diélectriques isotropes sont réciproques pour la lumière qui les traverse.

Nous présentons les résultats de calculs numériques des spectres de transmittivité de structures de chaque groupe et analysons leurs particularités. Nous avons choisi les épaisseurs de couche  $l_A = 0,29 \mu\text{m}$ ,  $l_S = 0,35 \mu\text{m}$ ,  $l_T = 0,20 \mu\text{m}$ , et  $l_Z = 0,24 \mu\text{m}$  afin de satisfaire la condition de résonance de Bragg dans chaque couche à la longueur d'onde  $\lambda_0 = 2,0 \mu\text{m}$  ( $\omega_0 = 0,94 \text{ rad.PHz}$ ) correspondant au centre de la bande interdite d'un cristal photonique quaternaire monopériodique [17]:

$$n_j(\lambda_0)l_j = \frac{\lambda_0}{4}. \quad (\text{C7})$$

Les spectres de transmittivité  $T_{p,s}(\omega, \theta)$  de cristaux photoniques de groupes  $hl$ ,  $ll$ , et  $mm$  sont représentés respectivement sur les figures C20, C21 et C22. Les panneaux supérieur et inférieur correspondent aux spectres des modes resp.  $s$  et  $p$ , et les lignes supérieure, médiane et inférieure de chaque panneau montrent respectivement les spectres d'un cristal photonique *monopériodique*  $[abcd]^5$  et de cristaux photoniques *bipériodiques*  $[ab(cd)^5]^5$  et  $[(ab)^5cd]^5$ . Les zones sombres correspondent aux bandes interdites, et les bandes claires correspondent aux bandes passantes ou aux modes internes de la bande interdite.

Tout d'abord, nous discutons des propriétés spectrales qui sont communes à tous les cristaux photoniques considérés.

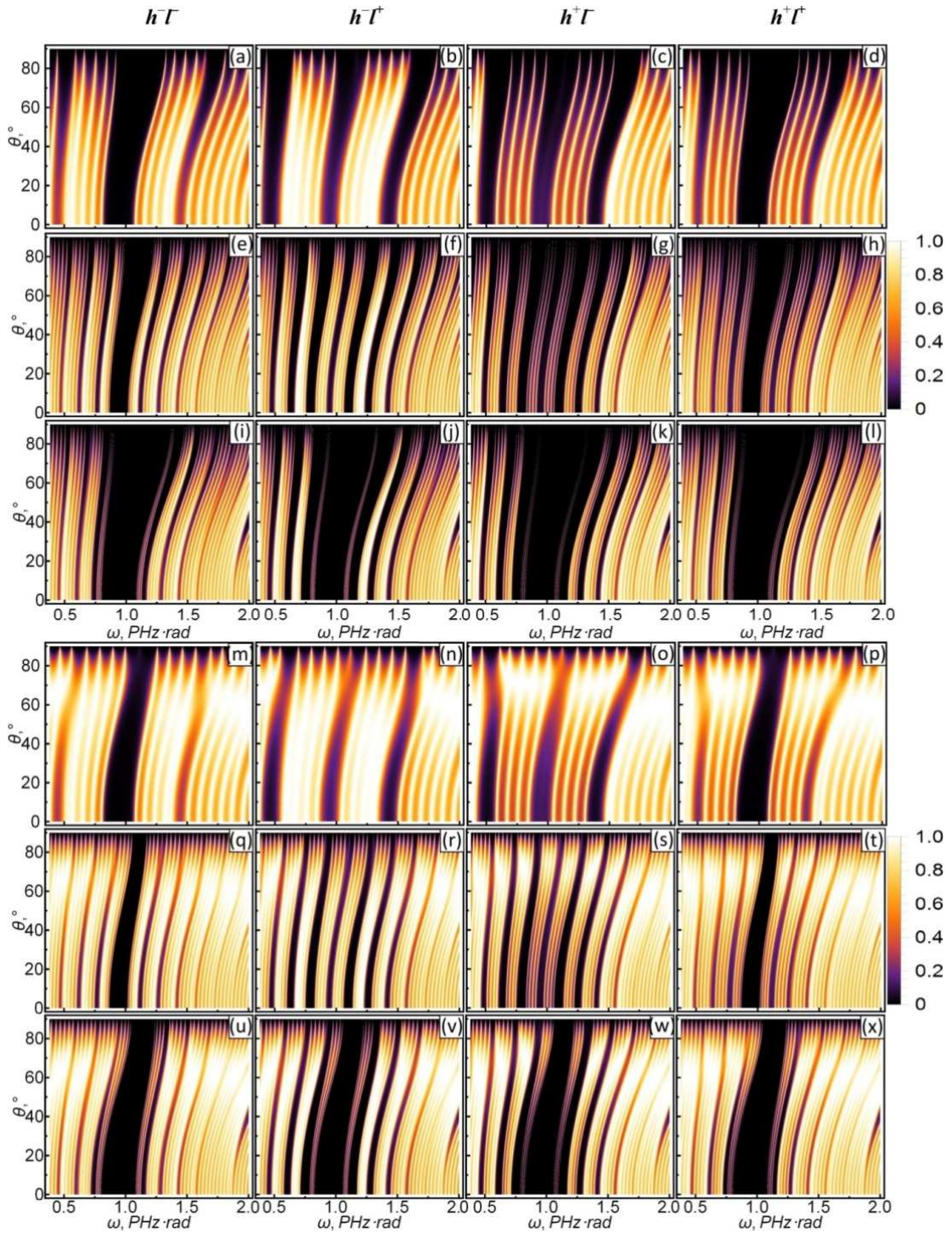
En incidence normale ( $\theta = 0^\circ$ ), les spectres des modes  $s$  et  $p$  coïncident. Sous incidence oblique,  $\theta \neq 0$ , la dégénérescence de modes polarisés  $s$  et  $p$  disparaît, car les chemins optiques des modes deviennent différents. L'augmentation de  $\theta$  conduit à un décalage vers le bleu des bords de la bande interdite et des bandes passantes, et à un léger élargissement de la bande interdite pour les modes  $s$  et à son rétrécissement pour les modes  $p$ . Les bandes de transmission des modes  $s$  se rétrécissent avec l'augmentation de  $\theta$ , tandis que les bandes passantes des modes  $p$  s'élargissent avec  $\theta$ , et fusionnent même à  $\theta > 60^\circ$  mais seulement dans le cas de la structure cristalline photonique quaternaire  $[abcd]^5$  (voir figures C20m-C20p, C21m-C21p et C22m-C22p). La transmittivité maximale des modes polarisés  $p$  dans toutes les structures considérées est atteinte aux angles d'incidence autour de  $60^\circ$ .

Cependant, les spectres de cristaux photoniques dépendent fortement de l'ordre des paires de couches  $(ab)$  et  $(cd)$  formant les sous-cellules.

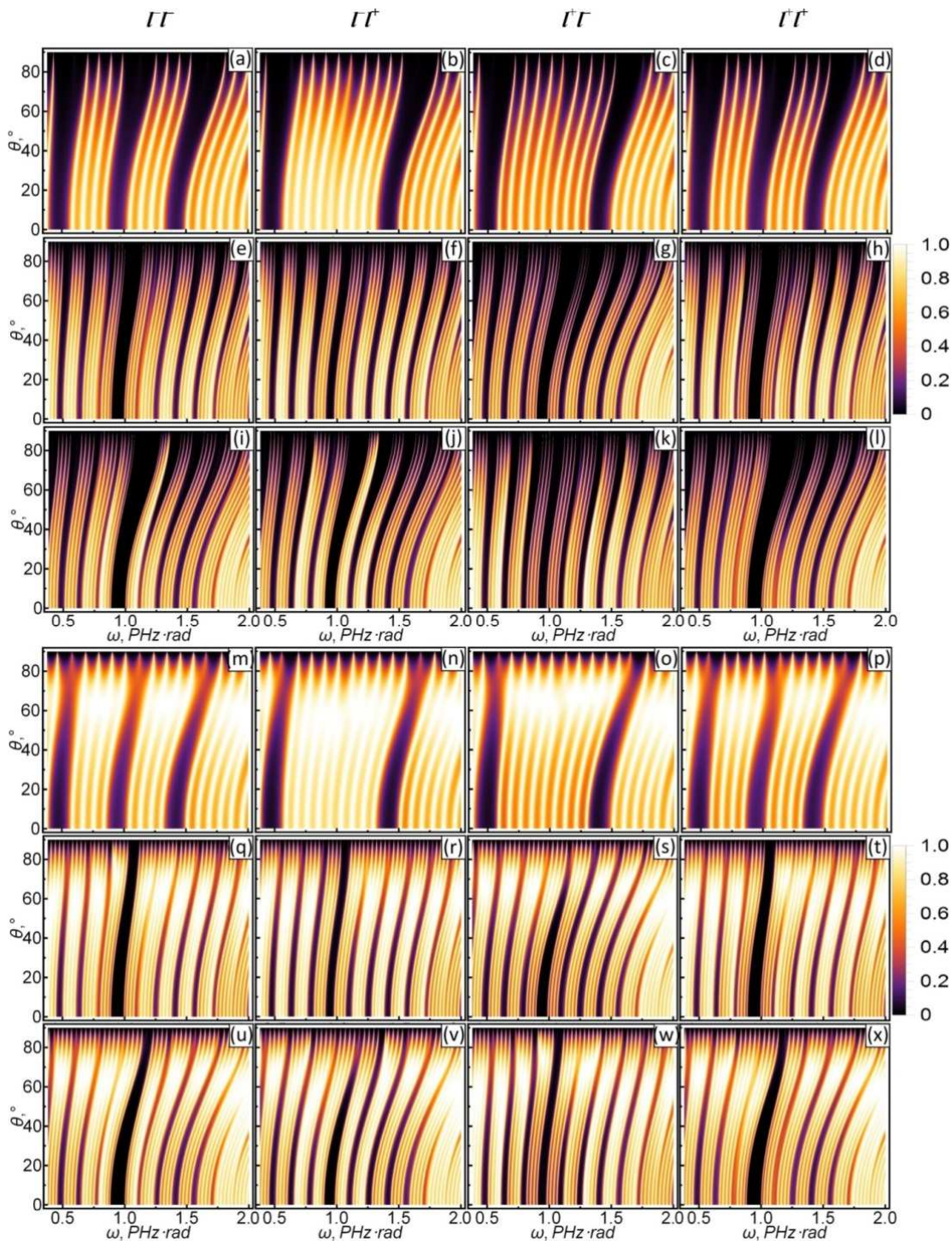
Les cristaux photoniques  $[abcd]^5$  du sous-groupe  $h^+t^+$  (avec  $(ab) = (TS)$  et  $(cd) = (ZA)$ ) et du sous-groupe  $ht^-$  (avec  $(ab) = (ST)$  et  $(cd) = (AZ)$ ) ont des spectres de transmittivité similaires. Cependant, la transmittivité dans les bandes passantes est plus élevée (mais avec des pics de transmittivité moins prononcés) pour les structures du sous-groupe  $ht^-$  que pour celui du  $h^+t^+$ , comme on peut le voir en comparant les figures C20a et C20d. Les spectres des modes polarisés  $s$  et  $p$  sont caractérisés par une seule bande interdite aux faibles angles d'incidence. À  $\theta > 40^\circ$ , une bande interdite satellite se forme de chaque côté de la bande principale dans le cas du mode polarisé  $s$ . Pour le mode polarisé  $p$ , les bandes interdites satellites ne commencent à se former qu'à faible  $\theta$ , mais se suppriment rapidement avec l'augmentation de l'angle d'incidence.

Les spectres de cristaux photoniques du groupe  $ll$  sont caractérisés par des bandes interdites plus étroites en raison du faible contraste optique entre les paires de couches formant les sous-cellules, comme le montre la figure C21. La bande interdite autour de  $\omega_0 = 0,94 \text{ rad.PHz}$  est absente dans les spectres des modes polarisés  $s$  et  $p$  de structures  $[abcd]^5$  du sous-groupe  $lt^+$  (avec  $(ab) = (SA)$  et  $(cd) = (TZ)$ ) et du sous-groupe  $t^+t^-$  (avec  $(ab) = (TZ)$  et  $(cd) = (SA)$ ), et il y a deux bandes interdites aux fréquences correspondant aux bandes interdites satellites dans les spectres de structures  $[abcd]^5$  correspondantes de sous-groupes  $ht^+$  et  $h^+t^-$ , comme on peut le voir en comparant les figures C20b, C20c et C21b, C21c. Dans les spectres de cristaux photoniques du sous-groupe  $lt^+$  (avec  $(ab) = (SA)$  et  $(cd) = (ZT)$ )

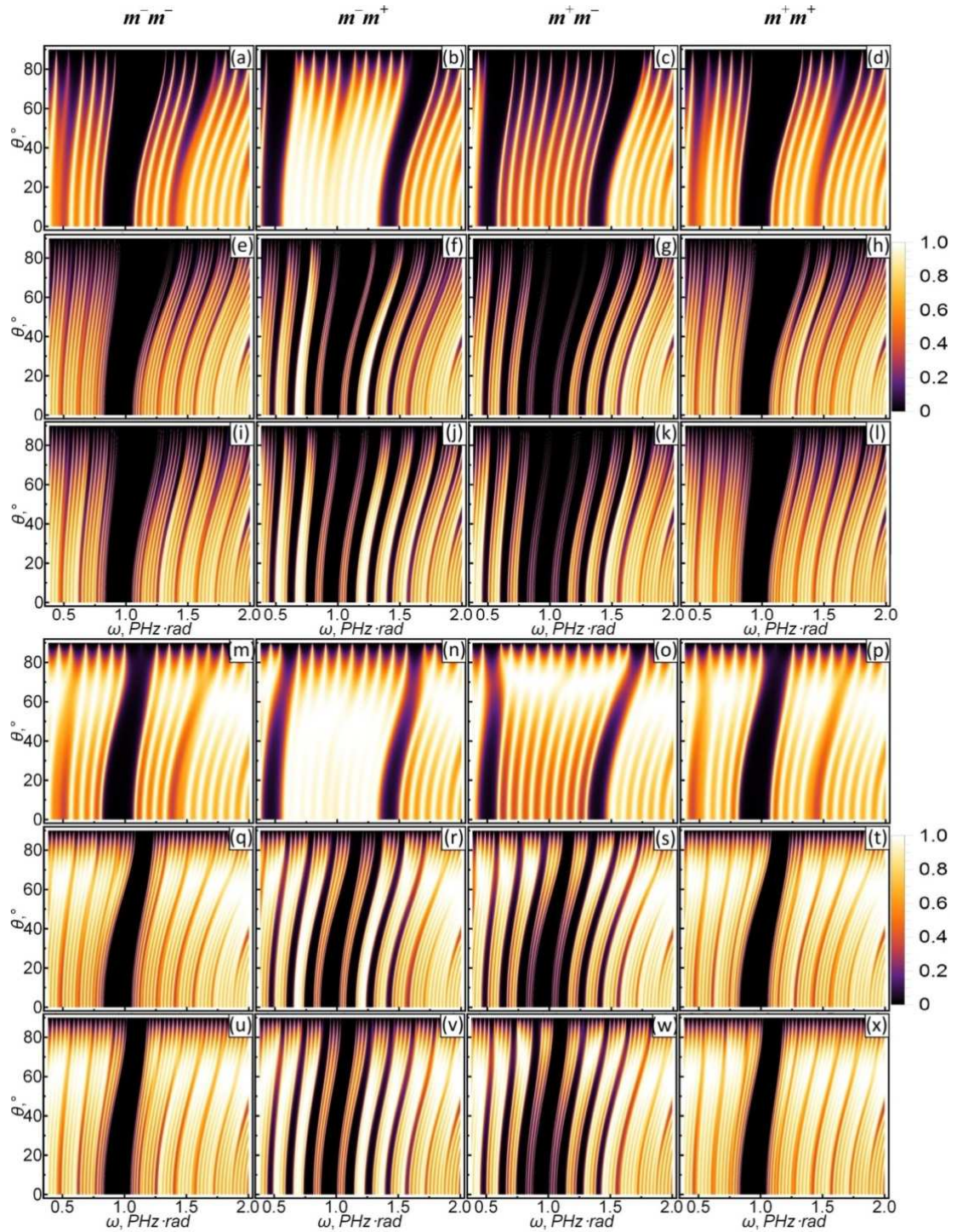
et du sous-groupe  $l^+l^+$  (avec  $(ab) = (AS)$  et  $(cd) = (TZ)$ ) il y a trois bandes interdites étroites, et contrairement au cas de sous-groupes  $h^+l^+$  et  $h^+l^-$ , les bandes interdites satellites sont bien prononcées même à de faibles angles d'incidence (voir figure C21a, C21d pour les modes  $s$  et C21m, C21p pour les modes  $p$ ).



**Figure C20.** Evolution des spectres de transmittivité avec la fréquence angulaire  $\omega$  et l'angle d'incidence  $\theta$  pour les cristaux photoniques du groupe  $hl$  : la structure  $[abcd]^5$  (voir (a)-(d) et (m)-(p)), la structure  $[ab(cd)^5]^5$  (voir (e)-(h) et (q)-(t)), et la structure  $[(ab)^5cd]^5$  (voir (i)-(l) et (u)-(x)). Les panneaux (a)-(l) et (m)-(x) montrent resp. les spectres des modes TE et TM. La 1ère colonne correspond aux spectres de structures du sous-groupe  $h^+l^-$   $[(ST)(AZ)]$  ; la 2e colonne correspond au sous-groupe  $h^+l^+$   $[(ST)(ZA)]$  ; la 3ème colonne correspond au sous-groupe  $h^+l^-$   $[(TS)(AZ)]$  ; la 4ème colonne correspond au sous-groupe  $h^+l^+$   $[(TS)(ZA)]$ .



**Figure C21.** Evolution des spectres de transmittivité avec la fréquence angulaire  $\omega$  et l'angle d'incidence  $\theta$  pour les cristaux photoniques du groupe  $U$  : la structure  $[abcd]^5$  (voir (a)-(d) et (m)-(p)), la structure  $[ab(cd)^5]^5$  (voir (e)-(h) et (q)-(t)), et la structure  $[(ab)^5cd]^5$  (voir (i)-(l) et (u)-(x)). Les panneaux (a)-(l) et (m)-(x) montrent resp. les spectres des modes TE et TM. La 1ère colonne correspond aux spectres de structures du sous-groupe  $\Gamma\Gamma$  [(SA)(ZT)] ; la 2e colonne correspond au sous-groupe  $\Gamma\Gamma'$  [(SA)(TZ)] ; la 3ème colonne correspond au sous-groupe  $\Gamma\Gamma$  [(TZ)(SA)] ; la 4ème colonne correspond au sous-groupe  $\Gamma\Gamma'$  [(AS)(TZ)].



**Figure C22.** Evolution des spectres de transmittivité avec la fréquence angulaire  $\omega$  et l'angle d'incidence  $\theta$  pour les cristaux photoniques du groupe  $mm$  : la structure  $[abcd]^5$  (voir (a)-(d) et (m)-(p)), la structure  $[ab(cd)^5]^5$  (voir (e)-(h) et (q)-(t)), et la structure  $[(ab)^5cd]^5$  (voir (i)-(l) et (u)-(x)). Les panneaux (a)-(l) et (m)-(x) montrent resp. les spectres des modes TE et TM. La 1ère colonne correspond aux spectres de structures du sous-groupe  $m^-m^-$  [(AT)(SZ)] ; la 2e colonne correspond au sous-groupe  $m^-m^+$  [(AT)(ZS)] ; la 3ème colonne correspond au sous-groupe  $m^+m^-$  [(TA)(SZ)] ; la 4ème colonne correspond au sous-groupe  $m^+m^+$  [(TA)(ZS)].

Les spectres de structures du sous-groupe  $h^-t^+$  (avec  $(ab) = (ST)$  et  $(cd) = (ZA)$ ) et du sous-groupe  $h^+t^-$  (avec  $(ab) = (TS)$  et  $(cd) = (AZ)$ ) sont également similaires, mais la transmittivité dans le cas du sous-groupe  $h^-t^+$  est plus élevée et les pics de transmittivité sont moins prononcés que ceux dans le cas du sous-groupe  $h^+t^-$  (voir figures C20b

et C20c). De plus, deux bandes interdites satellites sont déjà formées en incidence normale, mais toutes les bandes interdites sont moins prononcées que dans le cas de structures de sous-groupes  $h^+t^+$  et  $h^-t^-$ .

L'augmentation de nombres de sous-cellules  $N$  et  $M$  rend les spectres de cristaux photoniques bi-périodiques  $[(ab)^N(cd)^M]^5$  avec  $N = 1, M = 5$  ou  $N = 5, M = 1$  plus complexes par rapport à celles du cristal photonique monopériodique  $[abcd]^5$ . Dans l'ensemble, les bandes interdites deviennent plus prononcées. Cependant, dans le cas de structures  $[(ab)^N(cd)^M]^5$  avec  $N = 1$  et  $M = 5$ , la bande interdite principale se rétrécit, et, au contraire, pour les structures avec  $N = 5$  et  $M = 1$  elle devient plus large par rapport à la bande interdite pour la structure  $[abcd]^5$ .

À l'intérieur de bandes interdites, les bandes passantes satellites apparaissent symétriquement par rapport à son centre, et le nombre de bandes passantes, c'est-à-dire le nombre de sous-pics dans chaque bande, est défini par le nombre de super-cellules comme  $(K - 1)$ . Par exemple, pour les deux structures  $[ab(cd)^5]^5$  et  $[(ab)^5cd]^5$ , les bandes passantes satellites ont quatre bandes prononcées pour les deux modes polarisés  $s$  (figures resp. C20e-C20h et C20i-C20l) et les modes  $p$  (figures resp. C20q-C20t et C20u-C20x). Comme dans le cas des spectres de structures  $[abcd]^5$ , les spectres de structures tripériodiques de sous-groupes  $h^+t^+$  et  $h^-t^-$  sont similaires, ainsi que ceux de sous-groupes  $h^+t^-$  et  $h^-t^+$ .

Cette dernière propriété est aussi le cas pour les structures de groupes  $ll$  et  $mm$  : en effet, les spectres de cristaux photoniques de sous-groupes  $l^+t^+$  et  $l^-t^-$ ,  $l^+t^-$  et  $l^-t^+$ ,  $m^+m^+$  et  $m^-m^-$ ,  $m^+m^-$  et  $m^-m^+$  sont similaires. De plus, comme dans les cas de  $h^+t^-$  et  $h^-t^+$ ,  $h^+t^+$  et  $h^-t^-$ , la transmittivité est également plus grande dans les spectres de cristaux photoniques de sous-groupes  $l^+t^-$  et  $l^-t^+$ , ( $m^-m^-$  et  $m^+m^+$ ) que celui de sous-groupes respectivement  $l^+t^+$  et  $l^-t^-$ , ( $m^+m^+$  et  $m^-m^-$ ). Ainsi, nous nous concentrons davantage sur les propriétés spectrales qui sont spécifiques à chacun de ces groupes.

L'augmentation du nombre de sous-cellules  $(cd)$  à  $M = 5$  dans les structures  $[ab(cd)^M]^5$  de sous-groupes  $l^+t^+$  et  $l^-t^-$  conduit à la formation d'une bande interdite étroite autour de  $\omega_b$ . Notons que dans ce cas, le décalage vers le bleu des modes polarisés  $s$  et  $p$  avec l'augmentation de  $\theta$  dans les spectres de cristaux photoniques du sous-groupe  $l^+t^+$  est plus prononcé que dans les autres sous-groupes du groupe  $ll$  (voir figures C21g et C21s). Dans l'ensemble, le décalage vers le bleu est plus important dans les parties haute fréquence des spectres. Dans les spectres de cristaux photoniques de sous-groupes  $l^+t^-$  et  $l^-t^+$ , la bande interdite se rétrécit légèrement avec l'augmentation de  $M$ , et ses bords deviennent plus nets (figures C21e, C21h et C21q et C21t). Les bandes interdites satellites dans ce cas sont également plus étroites que dans le cas de structures  $[abcd]^5$ .

L'augmentation du nombre de sous-cellules  $(ab)$  à  $N = 5$  dans les structures  $[(ab)^Ncd]^5$  entraîne également un rétrécissement des bandes interdites, mais le décalage vers le bleu des spectres de cristaux photoniques de sous-groupes  $l^+t^+$ ,  $l^+t^-$  et  $l^-t^-$  augmente avec l'augmentation de  $\theta$  (voir figures C21i, C21j, C21l et C21u, C21v, C21x), contrairement aux cas correspondants de cristaux photoniques  $[ab(cd)^5]^5$ . Ainsi, on peut dire que la périodicité des milieux  $A$  et  $S$  formant la sous-cellule  $(ab)$  affecte plus fortement les spectres que celle de milieux  $T$  et  $Z$ .

Enfin, le troisième groupe de structures,  $mm$ , est formé par les couples de milieux à contraste optique moyen qui est supérieur à celui du groupe  $ll$ . Les structures du groupe  $mm$  fournissent de bandes interdites plus larges avec des bords plus nets dans les spectres de transmittivité. Cependant, les spectres de  $[abcd]^5$  du sous-groupe  $m^-m^+$  (avec  $(ab) = (AT)$  et  $(cd) = (ZS)$ ) et du sous-groupe  $m^+m^-$  (avec  $(ab) = (TA)$  et  $(cd) = (SZ)$ ) sont similaires à ceux de cristaux photoniques correspondants du groupe  $ll$  (voir figures C20b, C20c et C22b, C22c), à savoir, il n'y a pas de bande interdite autour de  $\omega_b$ , mais il y a deux bandes interdites satellites. Au contraire, les spectres de structures du sous-groupe  $m^-m^-$  (avec  $(ab) = (AT)$  et  $(cd) = (SZ)$ ) et du sous-groupe  $m^+m^+$  (avec  $(ab) = (TA)$  et  $(cd) = (ZS)$ ) rappellent ceux de sous-groupes correspondants  $h^+t^-$  et  $h^-t^+$  de cristaux photoniques (comparer, par exemple, les figures C20a, C20d et C22a, C22d). Notons que la transmittivité des bandes passantes et la netteté des bords de la bande interdite des modes  $s$  et  $p$  dans les spectres de structures de sous-groupes  $m^-m^+$  et  $m^+m^-$  sont significativement plus élevées que celles de sous-groupes de cristaux photoniques  $l^+t^+$  and  $l^-t^-$  correspondants.

L'augmentation de nombres de sous-cellules  $N$  et  $M$  conduit à un élargissement de bandes interdites et à un affinement de leurs bords, ainsi qu'à un rétrécissement de bandes passantes internes de la bande interdite dans les spectres des modes  $s$  et  $p$ , comme le montrent les figures C22e-C22l et C22q-C22x. Les spectres de structures de sous-groupes  $m^-m^+$  et  $m^+m^-$  présentent dans ce cas des bandes interdites plus prononcées entre les bandes passantes (figures C22j, C22k et C22v, C22w), alors que pour les structures de sous-groupes  $m^-m^-$  et  $m^+m^+$ , les bandes passantes dans la bande interdite se confondent presque (figures C22i, C22l et C22u, C22x).

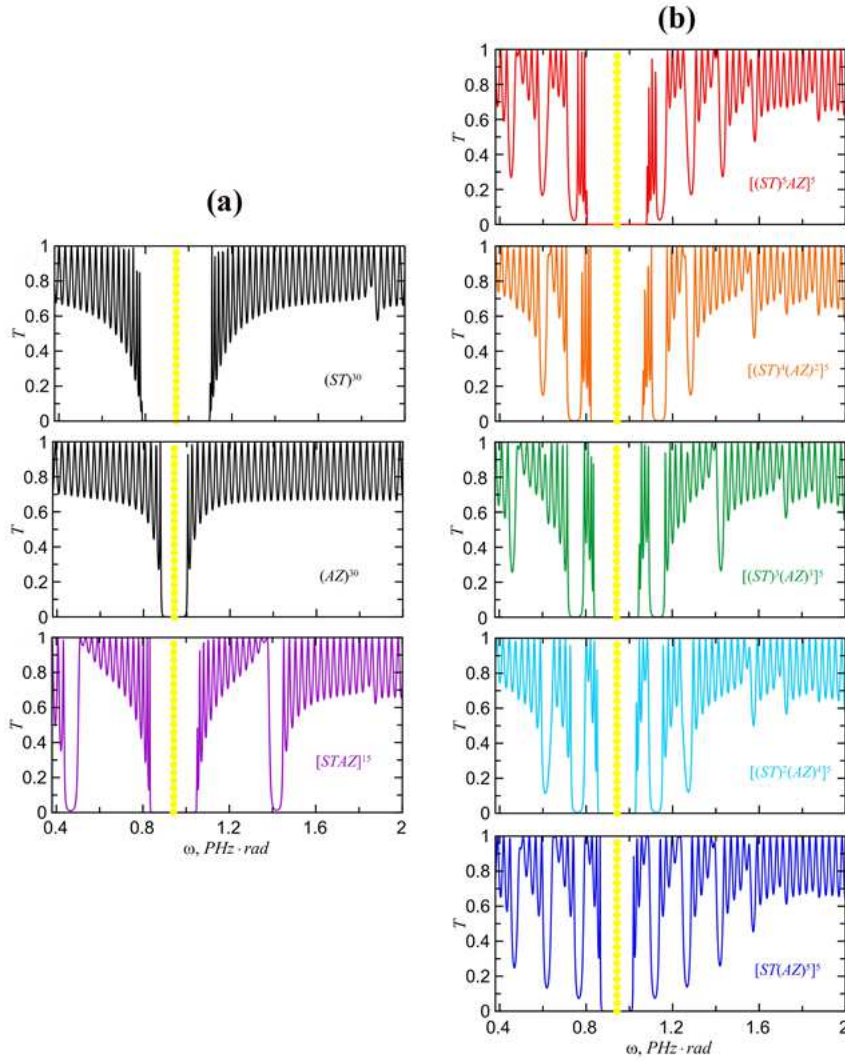
Pour simplifier, les résultats précédents ont été présentés pour des cristaux photoniques *bipériodiques*. Considérons maintenant l'évolution des spectres de transmittivité de cristaux photoniques avec le changement du nombre de sous-cellules à contraste élevé et faible dans la structure à une, deux et trois périodes. La figure C23 montre les spectres de cristaux photoniques de type  $(ST)(AZ)$  (sous-groupe  $hT$ ) en incidence normale ( $\theta=0^\circ$ ), lorsque  $T^p = T^s$ . On change la structure supercellulaire du cristal photonique en gardant le nombre total de périodes fixe :  $(N + M)K = 30$ , de sorte que le nombre  $N$  de bicouches  $(ST)$  varie de 0 à 6, et le nombre  $M$  de bicouches  $(AZ)$  varie de 6 à 0. Les lignes pointillées verticales sur la figure C23 indiquent le centre de la bande interdite.

Tout d'abord, sur la figure C23a, nous montrons la modification des spectres de cristaux photoniques *monopériodiques* à deux composants  $(ST)^{30}$  et  $(AZ)^{30}$  (qui sont les cas limites de structures  $[(ST)^N(AZ)^M]^5$  avec respectivement  $N = 6, M = 0$  et avec  $N = 0, M = 6$ ), et un cristal photonique quaternaire *monopériodique*  $(STAZ)^{15}$  composé par la combinaison de cellules unitaires de structures mentionnées ci-dessus. On peut voir que la bande interdite du cristal photonique à cellule unitaire à fort contraste  $(ST)$  est environ trois fois plus large que celle du cristal photonique formé par une cellule à faible contraste  $(AZ)$ . La combinaison de ces cellules unitaires en une structure  $(STAZ)^{15}$  donne la bande interdite principale qui est plus large que celle de  $(AZ)^{30}$  mais plus étroite que celle de  $(ST)^{30}$ . De plus, deux bandes interdites satellites étroites commencent à se former à égale distance du centre de la bande interdite principale.

Sur la figure C23b, nous montrons la transformation des spectres lorsque le nombre de sous-cellules  $(ST)$  passe de 5 à 1 et que le nombre de sous-cellules  $(AZ)$  augmente de 1 à 5, formant ainsi des cristaux photoniques *bi-* et *tripériodiques*. L'ajout d'une bi-couche  $(AZ)$  à la super-cellule du cristal photonique  $(ST)^{30}$  afin de fabriquer un cristal photonique *bi-périodique*  $[(ST)^5AZ]^5$  conduit à la formation de bandes interdites satellites très proches des bords de la bande principale, dont la largeur devient légèrement plus étroite que dans le cas de  $(ST)^{30}$ . L'ajout de la sous-cellule à faible contraste  $(AZ)$  et la suppression de la sous-cellule à contraste élevé  $(ST)$  dans les cristaux photoniques à *trois périodes*  $[(ST)^4(AZ)^2]^5$  et  $[(ST)^3(AZ)^3]^5$  conduisent à un rétrécissement supplémentaire de la bande interdite principale et la formation de bandes interdites satellites prononcées.

Cependant, lorsque le nombre de sous-cellules  $(ST)$  est égal à 2 ou 1 (les structures  $[(ST)^2(AZ)^4]^5$  and  $[ST(AZ)^5]^5$ ) les bandes interdites satellites deviennent moins prononcées, et le le spectre de ce dernier cristal photonique est similaire à celui de la structure  $[(ST)^5AZ]^5$ , sauf que la bande interdite principale est plus étroite. Il convient de noter que le nombre de sous-pics dans les bandes passantes étroites entre la bande interdite principale et les bandes interdites satellites dans tous ces cristaux photoniques bi- et tri-périodiques est lié au nombre de super-cellules et est égal à  $(K-1)$ .

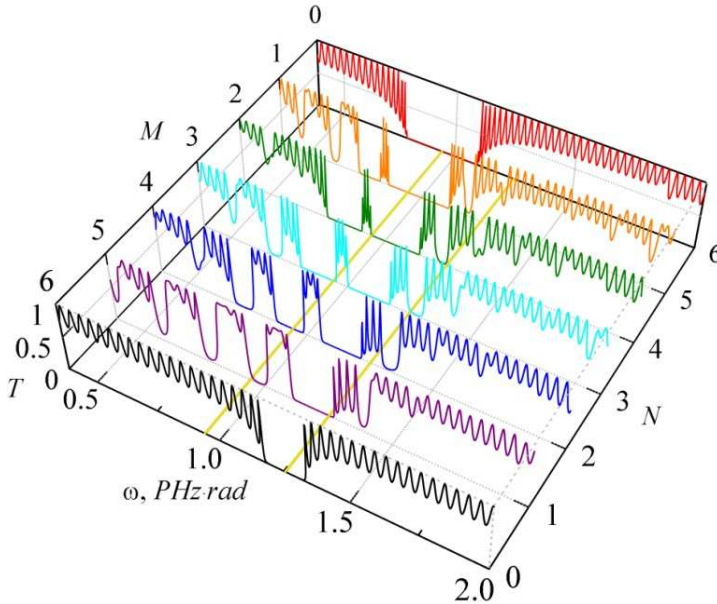
Tous ces résultats sont obtenus dans le cas où les épaisseurs de toutes les couches de cristaux photoniques satisfont à la condition de Bragg (équation (7)) à la même longueur d'onde  $\lambda_0 = 2 \mu\text{m}$ . Si les épaisseurs de couche dans les paires de couches  $(ab)$  et  $(cd)$  sont choisies pour satisfaire cette condition à différents  $\lambda$ , c'est-à-dire que les bandes interdites des systèmes  $(ab)^N$  et  $(cd)^M$  ont des centres à différentes longueurs d'onde, l'emplacement et la largeur des bandes interdites résultantes de la structure  $[(ab)^N(cd)^M]^K$  peuvent être modifiés. Cette situation est illustrée sur la figure C24, à nouveau pour des structures  $(ST)(AZ)$  du sous-groupe  $hT$  pour  $\theta = 0^\circ$ . Les épaisseurs des première et deuxième sous-cellules satisfont à la condition de Bragg quart d'onde à  $\lambda_{0,ST} = 2 \mu\text{m}$  et  $\lambda_{0,AZ} = 1,5 \mu\text{m}$  (ou resp.  $\omega_{0,ST} \approx 0,94$  rad.PHz et  $\omega_{0,AZ} \approx 1,26$  rad.PHz), comme indiqué par les lignes jaunes sur le fond inférieur de la figure C24.



**Figure C23.** Spectres de transmittivité en incidence normale pour les cristaux photoniques de type *STAZ* (sous-groupe  $ht$ ) : (a) cristaux photoniques monopériodiques  $(ST)^{30}$ ,  $(AZ)^{30}$  et  $[STAZ]^5$  ; (b) cristaux photoniques bi- et tri-périodiques  $[(ST)^5(AZ)^5]^5$ ,  $[(ST)^4(AZ)^2]^5$ ,  $[(ST)^3(AZ)^3]^5$ ,  $[(ST)^2(AZ)^4]^5$ , et  $[ST(AZ)^5]^5$ . La condition de Bragg est satisfaite à  $\lambda_0 = 2 \mu\text{m}$  pour les deux paires de bicouches (*ST*) et (*AZ*). Les lignes pointillées verticales indiquent le centre de la bande interdite.

La bande interdite de la structure  $(AZ)^{30}$  ( $N=0, M=6$  sur la figure C24, courbe noire) est plus étroite que celle de la structure  $(ST)^{30}$  ( $N=6, M=0$  sur la figure C24, courbe rouge), comme c'est également le cas pour  $\lambda_{0,AZ} = 2 \mu\text{m}$  (voir figure C23a). L'ajout d'une sous-cellule à contraste élevé (*ST*) à la super-cellule de la structure (de sorte que  $N=1, M=5$ , courbe violette) entraîne un décalage vers le rouge du centre de la bande interdite principale, c'est-à-dire un décalage vers la fréquence  $\omega_{0,ST}$  du centre de la bande interdite de la structure  $(ST)^{30}$ . En dehors de cela, il se produit la formation de bandes interdites satellites dont les bords ne sont pas encore assez prononcés. Contrairement au cas  $\lambda_{0,ST} = \lambda_{0,AZ} = 2 \mu\text{m}$ , lorsque ces bandes satellites apparaissent à égale distance du centre de la bande interdite principale, dans le cas  $\lambda_{0,AZ} = 1,5 \mu\text{m}$  une seule bande interdite satellite commence à se former vers l'extrémité haute fréquence de la bande interdite principale, tandis que trois bandes satellites commencent à apparaître vers son extrémité basse fréquence. Les centres de toutes les bandes interdites satellites et de la bande interdite principale présentent un décalage vers le rouge supplémentaire avec l'augmentation du nombre  $N$  de sous-cellules à contraste élevé (*ST*). Pour les structures avec  $N > 3$  (et  $M < 3$ ), les bandes satellites deviennent moins prononcées, sauf celui qui est adjacent à la bande interdite principale du côté basse fréquence (courbes cyan, verte et orange). Ceci est dû à la domination de

l'impact de la sous-cellule à contraste élevé ( $ST$ ) sur les spectres de la structure. Dans ces cas, la bande interdite principale est séparée de celle du satellite par une bande passante étroite, qui peut également être traitée comme un mode interne de la bande interdite combinée de bande principale et des bandes satellites. En dehors de cela, avec l'augmentation de  $N$  (et la diminution de  $M$ ), la distance entre les sous-pics dans les bandes passantes se raccourcit. Enfin, lorsque  $M = 0$ ,  $N = 6$  (courbe rouge), le mode interne s'annule, puisque la structure présente un cristal photonique monopériodique ( $ST$ )<sup>30</sup>.



**Figure C24.** Spectres de transmittivité pour les cristaux photoniques de type  $(ST)(AZ)$  en incidence normale dans le cas où les conditions de Bragg pour  $(ST)^N$  et  $(AZ)^M$  sont satisfaites à des longueurs d'onde différentes :  $\lambda_{0,ST} = 2 \mu\text{m}$  et  $\lambda_{0,AZ} = 1,5 \mu\text{m}$  (resp.  $\omega_{0,ST} \approx 0,94 \text{ rad.PHz}$  et  $\omega_{0,AZ} \approx 1,26 \text{ rad.PHz}$ ) – lignes jaunes sur le fond inférieur. Le nombre de super-cellules est  $K = 5$ , et les nombres de sous-cellules  $N$  et  $M$  varient de 0 à 6. Le nombre total de périodes est fixé à 30.

Il convient de noter que lorsque les conditions de Bragg dans les sous-cellules de cristaux photoniques de groupes  $mm$  et  $ll$  sont satisfaites à des longueurs d'onde différentes, le comportement général des spectres de ces structures diffère de celui décrit ci-dessus sur la figure C24 pour un cristal photonique du groupe  $hl$ . Par exemple, notre analyse montre que pour la structure du groupe  $mm$  ne contenant que des sous-cellules de contraste moyen, plusieurs (jusqu'à 10) bandes satellites apparaissent, et la bande interdite principale devient difficile à identifier parmi elles. Au contraire, dans des spectres de structures du groupe  $ll$ , le centre de la bande interdite principale se déplace vers la longueur d'onde correspondant au centre de la bande interdite qui est formée par la sous-cellule à plus grand nombre de périodes.

#### C.IV.2. Résumé

Nous avons étudié des cristaux photoniques tripériodiques 1D basés sur des multicouches diélectriques quaternaires et avons fait une classification de structures photoniques tripériodiques  $[(ab)^N(cd)^M]^K$  selon leurs spectres de transmittivité dans le régime proche infrarouge ( $\lambda = (1-5) \mu\text{m}$ ). Les spectres de transmittivité des modes polarisés  $s$  et  $p$  ont été étudiés en fonction de l'angle d'incidence et de la topologie de cristaux photoniques tripériodiques basés sur quatre oxydes diélectriques ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ,  $\text{SiO}_2$ ,  $\text{TiO}_2$ , and  $\text{ZrO}_2$ ) qui sont transparents dans le régime de fréquence considéré. Les propriétés spectrales de ces structures dépendent fortement de l'ordre des couches, ce qui permet de classer les cristaux photoniques par l'amplitude et le signe du contraste optique entre les paires de couches ( $ab$ ) et ( $cd$ ) formant les sous-cellules.

Les avantages des propriétés optiques de cristaux photoniques tripériodiques par rapport aux cristaux photoniques quaternaires conventionnels  $(abcd)^K$  sont, en particulier, dans les bords plus nets des bandes interdites photoniques, en présence de bandes photoniques interdites satellites et de modes internes de la bande interdite (ou bandes passantes). Le nombre de pics dans ces modes internes de la bande interdite est déterminé par le nombre  $K$  de super-périodes, alors que le nombre et la convergence spectrale de bandes passantes satellites dépendent de nombres  $N$  ou  $M$  de sous-cellules, ainsi que sur le contraste optique entre les milieux de paires de couches. La permutation de paires de couches



formant les sous-cellules avec contraste optique de signe différent avec permutation simultanée de couches à l'intérieur de sous-cellules entraîne une modification de l'intensité lumineuse dans les bandes passantes. La largeur et la netteté de bandes interdites photoniques dépendent du contraste optique de milieux formant les sous-cellules d'une structure tripériodique.

La variation de l'angle d'incidence de l'OEM entraîne un décalage vers le bleu à la fois des positions des bords de la bande interdite et des bandes passantes dans la bande interdite. De plus, le changement de l'angle d'incidence permet d'ajuster la largeur des bandes interdites photoniques des modes  $s$  et  $p$ .

Les propriétés de cristaux photoniques tripériodiques indiquent une grande flexibilité dans le contrôle de leurs spectres. L'augmentation du nombre de constituants dans la maille élémentaire d'un cristal photonique 1D ouvre la diversité de structures photoniques multipériodiques. Par exemple, pour un cristal photonique 1D à six composants avec la maille unitaire  $(abcdef)^K$ , il serait possible de construire des structures bipériodiques  $[(abcde)^N f]^K$ , tripériodiques  $[(abc)^N (def)^M]^K$ , et quadripériodiques  $[(ab)^N (cd)^M (ef)^L]^K$  qui pourraient montrer de nouvelles particularités dans leurs spectres de transmittivité qui sont absentes dans un cristal photonique 1D multicomposant monopériodique conventionnel.

Nous pensons que nos recherches consacrées à l'étude d'éléments photoniques 1D multipériodiques ouvriront une nouvelle voie en ingénierie photonique car il serait possible de construire des superstructures photoniques complexes aux propriétés prévisibles. Du point de vue d'applications, ces structures optiques conviennent à la création de circuits optiques intégrés multifonctionnels, et les résultats obtenus peuvent aider à la conception de dispositifs nanophotoniques, notamment des réflecteurs omnidirectionnels, des filtres optiques à bande étroite, des revêtements antireflets pour le photovoltaïque, capteurs d'angle ultrasensibles, etc..

Les résultats présentés dans cette section ont été publiés dans un chapitre de livre et dans des revues à comité de lecture sous les références suivantes :

1. N. Dadoenkova, Yu. Dadoenkova, I. Panyaev, D. Sannikov, and I. Lyubchanskii, "Multiperiodic one-dimensional photonic crystals," in "2D and Quasi-2D Composite and Nanocomposite Materials" (Elsevier, Editors: R. McPhedran S. Gluzman, V. Mityushev, N. Rylko, 2020), pp. 103-124, ISBN: 9780128188194.

2. I. S. Panyaev, L. R. Yafarova, D. G. Sannikov, N. N. Dadoenkova, Yu. S. Dadoenkova, I. L. Lyubchanskii, "One-dimensional multiperiodic photonic structures: A new route in photonics (four-component media)," *J. Appl. Phys.* **126**, 103102 (2019).

En dehors de ces études, je voudrais mentionner l'article suivant sur les sujets connexes que j'ai publié en co-auteur avec mes collègues de Russie et d'Ukraine :

3. N. N. Dadoenkova, Yu. S. Dadoenkova, I. S. Panyaev, D. G. Sannikov, I. L. Lyubchanskii, "One-dimensional dielectric bi-periodic photonic structures based on ternary photonic crystals," *J. Appl. Phys.* **123**, 043101 (2018).

Nous étudions les spectres de transmittivité, les champs et la distribution d'énergie d'ondes propres électromagnétiques se propageant dans un cristal photonique diélectrique unidimensionnel (1D)  $[(\text{TiO}_2/\text{SiO}_2)^N \text{Al}_2\text{O}_3]^M$  avec deux périodes formées par les cellules unitaires  $\text{TiO}_2/\text{SiO}_2$  et  $(\text{TiO}_2/\text{SiO}_2)^N \text{Al}_2\text{O}_3$ . Les spectres des modes TE et TM dépendent de paramètres géométriques de la structure et subissent des modifications avec le changement de nombres de périodes, d'épaisseurs de couche et de l'angle d'incidence. Une attention particulière est accordée à l'applicabilité de l'approximation moyenne efficace hybride comprenant l'approximation à ondes longues et la méthode de matrice de transfert bidimensionnelle ( $2 \times 2$ ). Nous démontrons les particularités spectrales de la structure

bipériodique et montrons également les différences entre les spectres de bande interdite de cristaux photoniques diélectriques bipériodiques et ternaires 1D. La structure cristalline photonique présentée peut trouver ses applications dans les domaines de l'optoélectronique et de la nanophotonique en tant que réflecteurs omnidirectionnels, filtres optiques passe-bande ultra-étroits et revêtements antireflet.

4. I. S. Panyaev, D. G. Sannikov, N. N. Dadoenkova, and Yu. S. Dadoenkova, "Three-periodic 1D photonic crystals for designing the photonic optical devices operating in the infrared regime," *Appl. Opt.* **60**, 1943-1952 (2021).

Nous étudions théoriquement et numériquement des cristaux photoniques tripériodiques unidimensionnels de la structure  $[(ab)^N(cd)^M]^K$ , formés par les oxydes diélectriques  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ,  $\text{SiO}_2$ ,  $\text{TiO}_2$ , et  $\text{ZrO}_2$  ( $N$  et  $M$  sont le nombre de sous-périodes, et  $K$  est le nombre de superpériodes). Nous étudions les spectres de transmission, les flux d'énergie et de puissance des ondes TE et TM pour un cristal photonique, caractérisé par les bords nets de la bande interdite photonique, les pics étroits et prononcés des modes de défaut. La distance angulaire (différence des angles d'incidence) entre les pics de transmission de différentes polarisations est d'environ  $1,5^\circ$ , soit cinq fois plus que dans les cristaux photoniques ternaires. Les résultats peuvent être utiles pour concevoir des dispositifs optiques très efficaces fonctionnant dans le régime infrarouge sur la surface latérale du cristal photonique, tels que des coupleurs sensibles à la polarisation et des capteurs d'angle pour les systèmes à fibres optiques, etc.

5. I. S. Panyaev, D. G. Sannikov, N. N. Dadoenkova, and Yu. S. Dadoenkova, "Energy flux optimization in 1D multiperiodic four-component photonic crystals" *Opt. Commun.* **489**, 126875 (2021).

Les résultats d'études théoriques et numériques de cristaux photoniques tripériodiques monodimensionnels finis de structure  $[(ab)^N(cd)^M]^K$ , constitués de quatre couches différentes (oxydes diélectriques  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ,  $\text{SiO}_2$ ,  $\text{TiO}_2$  et  $\text{ZrO}_2$ ) sont présentés. Nous étudions les spectres de transmittivité et les flux d'énergie partiels des modes TE- et TM- au voisinage de la première bande interdite photonique en fonction de l'angle d'incidence et de la fréquence de la lumière. Les résultats obtenus peuvent être utilisés pour créer des dispositifs sensibles à la polarisation pour une entrée-sortie du rayonnement dans une fibre optique. L'accordabilité de structures multipériodiques considérées *via* la modification de la longueur d'onde et de l'angle d'incidence ainsi que la possibilité d'utiliser diverses combinaisons de couches peuvent également être utiles lors de la création de dispositifs de couplage sensibles à la polarisation de la fibre optique et de l'utilisation de sources laser modernes.

## Références

1. N. N. Dadoenkova *et al.*, *J. Appl. Phys.* **123**, 043101 (2018).
2. J. W. Klos *et al.*, *J. Appl. Phys.* **115**, 174311 (2014).
3. Yu. S. Dadoenkova *et al.*, *J. Appl. Phys.* **120**, 073903 (2016).
4. J. W. Klos *et al.*, *IEEE Trans. Magn.* **50**, 2504404 (2014).
5. Yu. S. Dadoenkova *et al.*, *Phys. Rev. A* **96**, 043804 (2017).
6. Yu. S. Dadoenkova *et al.*, *IEEE Trans. Magn.* **53**, 2501005 (2017).
7. E. E. Narimanov, *Phys. Rev. X* **4**, 041014 (2014).
8. V. N. Smolyaninova *et al.*, *Sci. Rep.* **4**, 5706 (2015).
9. S. V. Zhukovsky *et al.*, *Phys. Rev. A* **90**, 013801 (2014).
10. A. V. Chebykin *et al.*, *Phys. Rev. A* **93**, 033855 (2016).
11. L. Cui *et al.*, *Phys. Lett. A* **324**, 489 (2004).
12. I. H. Malitson, *J. Opt. Soc. Am.* **55**, 1205 (1965).
13. E. D. Palik and G. Ghosh, *Handbook of Optical Constants of Solids* (Academic Press, 1998).

14. D. L. Wood and J. W. Fleming, *Rev. Sci. Instrum.* **53**, 43 (1982).
15. J. R. Devore, *J. Opt. Soc. Am.* **41**, 416 (1951).
16. L. Maigyte and K. Staliunas, *Appl. Phys. Rev.* **2**, 011102 (2015).
17. J. D. Joannopoulos *et al.*, *Photonic Crystals. Molding the Flow of Light*, 2nd ed. (Princeton University Press, 2008).

### **C.V. DÉPENDANCE POLARIMÉTRIQUE DE LA TRANSMISSION D'UN CRISTAL PHOTONIQUE APÉRIODIQUE DÉTERMINISTE INCLUANT UN NANOCOMPOSITE PLASMONIQUE**

Les structures périodiques et multipériodiques, telles que celles décrites dans ce qui précède, ne sont pas les seules dont les spectres sont caractérisés par des bandes interdites photoniques. Des systèmes multicouches quasi-périodiques et même apériodiques sont également connus pour présenter ces propriétés. Comme cela a été montré ci-dessus, l'introduction d'une couche magnétique dans une superstructure permet de combiner des bandes interdites photoniques et magnétiques dans un même dispositif. Je présente ici une autre fonctionnalité insérée dans un cristal photonique — un système plasmonique qui permet de contrôler l'état de polarisation des OEMs interagissant avec lui.

#### **C.V.1. Introduction**

Il est bien connu qu'une seule nanoparticule (NP) métallique peut supporter des résonances plasmoniques de surface localisées qui se manifestent par des pics caractéristiques dans son spectre d'extinction. De même, le spectre d'extinction des NPs métalliques ordonnées en réseaux à une, deux ou trois dimensions présente une réponse de résonance plasmonique collective [1, 2]. En choisissant soigneusement les paramètres constitutifs du réseau de NPs, on peut contrôler les propriétés optiques de la structure composite [3-5], et le contrôle spectral et sensible à la polarisation des modes de résonance des structures à base de cristaux photoniques hébergeant des réseaux 3D des NPs métalliques peut être atteint [6-10]. Dans ces études, la sélectivité de polarisation est réalisée grâce à l'utilisation de nanocomposites 3D anisotropes – en effet, des matrices hébergeant des inclusions métalliques non sphériques réparties sur tout leur volume. Par exemple, la Réf. [6] rapporte la conception d'un filtre dichroïque (une structure possédant la capacité de transmettre ou de rejeter sélectivement deux bandes spectrales distinctes d'un faisceau lumineux incident) dans lequel une couche nanocomposite métal-diélectrique anisotrope 3D est prise en sandwich entre deux miroirs de Bragg et les paramètres constitutifs de la structure peuvent être faits pour assurer la séparation de l'onde lumineuse incidente en deux composantes de polarisations orthogonales aux fréquences de deux modes de défaut. Cependant, un inconvénient important de l'utilisation d'un nanocomposite 3D réside dans la complexité réelle de la fabrication pratique d'un tel matériau dans lequel la forme et la concentration des NPs sont contrôlées. De plus, la répartition des NPs métalliques sur tout le volume d'un microrésonateur conduit à une dissipation importante de l'énergie du champ optique, même en dehors du domaine spectral de résonance plasmonique, et donc à des modifications indésirables du spectre de transmission dans des bandes interdites photoniques de la structure.

Pour ces raisons, nous avons choisi d'utiliser des matrices 2D des NPs, dont la technologie de fabrication est maintenant assez bien développée, et qui conduisent à beaucoup moins de dissipation d'énergie, comme alternative aux nanocomposites 3D pour des structures cristallines photoniques fonctionnelles [11].

Cependant, il est important de souligner une différence cruciale entre l'utilisation de distributions des NPs 2D et 3D. Dans une microcavité constituée d'un nanocomposite 3D, une région de localisation

(ventre) du champ optique à la fréquence d'un mode de défaut couvrira toujours une fraction des NPs, ce qui assure le couplage aisé des sous-systèmes photonique et plasmonique. Un réseau 2D de NPs, en revanche, a une épaisseur bien inférieure à la longueur d'onde optique. Par conséquent, son influence sur le spectre de transmission de la structure photonique est déterminée non seulement par l'appariement de fréquence d'un mode de défaut photonique et d'une excitation plasmonique dans des NPs, mais aussi par le chevauchement spatial du réseau 2D avec une région de localisation du champ optique élevé. Ainsi, remplacer un composite 3D par un réseau 2D de NPs est une tâche non triviale qui nécessite de concevoir soigneusement la structure cristalline photonique – essentiellement parce que l'accord de modes plasmonique et photonique devient alors plus compliquée.

Dans cette étude, nous proposons la conception d'un filtre dichroïque à polarisation contrôlée basé sur l'utilisation d'un seul réseau 2D de NPs sphéroïdales métalliques noyées dans une couche défaut entourée de deux réflecteurs. Le principe de fonctionnement d'un tel filtre est le suivant. La forme sphéroïdale allongée des NPs garantit qu'elles peuvent supporter deux résonances plasmoniques excitées à des fréquences différentes pour deux polarisations de lumière mutuellement orthogonales respectivement parallèles et perpendiculaires à leur grand axe. En conséquence, l'absorption de la lumière à une fréquence où un mode de défaut photonique coïncide avec une fréquence de résonance plasmonique dans le réseau de NPs dépend essentiellement de sa polarisation. La structure du système photonique multicouche et la forme anisotrope des NPs sont choisies de telle sorte que deux modes de défaut situés dans deux bandes interdites distinctes coïncident avec les deux résonances plasmoniques et que l'intervalle spectral entre eux soit suffisamment grand pour obtenir séparément la suppression presque complète de l'un ou l'autre modes de défaut pour l'un de deux états de polarisation mutuellement orthogonaux.

Une exigence cruciale de ce schéma est la capacité d'ajuster le nombre, l'emplacement et la largeur de bandes interdites et de modes de défaut du cristal photonique afin de permettre la coïncidence nécessaire entre les modes plasmoniques de surface dans le réseau de NPs et les modes de défaut photoniques dans des bandes interdites séparées. Diverses méthodes ont été conçues à cet effet, notamment la conception de cristaux photonique avec des couches défauts complexes [12, 13], ou le contrôle externe des spectres de transmission avec des champs magnétiques ou électriques [10, 14, 15]. Une autre voie consiste à jouer avec la géométrie du cristal photonique. Par rapport aux cristaux photoniques 1D réguliers, périodiques, les structures multicouches avec une périodicité complexe (par exemple, des cristaux photoniques multipériodiques [16-19] ou quasi-périodiques [20-24], ou même des structures multicouches désordonnées [25]) peuvent présenter plus de bandes interdites dans une région de fréquence d'intérêt donnée, ainsi que plusieurs modes de défaut dans ces bandes interdites, ce qui élargit considérablement les possibilités de leur utilisation. Dans cette étude, nous proposons l'utilisation d'un photonique aperiodique déterministe, c'est-à-dire dont l'architecture complexe suit un ensemble de règles mathématiques [26, 27] qui permettent l'ajustement de l'emplacement de bandes interdites photoniques et de modes de défaut autour de fréquences de résonances plasmoniques des NPs.

### **C.V.2. Principe d'un filtre dichroïque sensible à la polarisation**

La structure est une cavité photonique résonante constituée de deux réflecteurs diélectriques multicouches séparés par une couche diélectrique  $D$  d'épaisseur  $d_D$  et d'indice de réfraction  $n_D$ , comme le montre la figure C25. Un réseau 2D de NPs métalliques est situé au centre de la couche  $D$ . Le réflecteur à droite de la couche  $D$  est l'image miroir de celui à gauche de cette couche, de sorte que la position du réseau de NPs coïncide avec le centre de la structure dans son ensemble. Les limites de toutes les couches sont

---

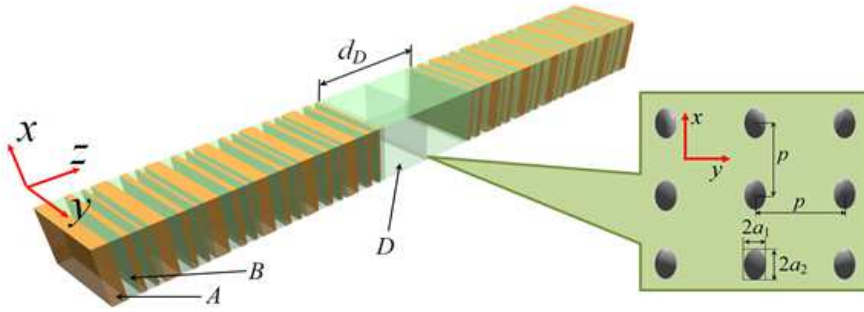
perpendiculaires à l'axe  $z$  d'un système cartésien de coordonnées, de sorte que  $z = 0$  est la position de la première interface et toute la structure est située dans la région  $z \geq 0$ .

Chaque réflecteur est obtenu par le chevauchement de deux réflecteurs de Bragg distribués (DBR)  $(AB)^N$  et  $(AB)^{N'}$  constitués de milieux diélectriques alternatifs non magnétiques isotropes  $A$  et  $B$  avec des indices de réfraction respectivement  $n_A$  et  $n_B$  (figures C26a et C26b). Les épaisseurs de couche ( $d_A$  et  $d_B$ ) du premier DBR et celles ( $d'_A$  et  $d'_B$ ) du deuxième DBR sont choisies pour satisfaire la condition de Bragg pour deux longueurs d'onde du vide différentes  $\lambda_0$  et  $\lambda'_0$  ainsi que  $d_{A,B} = \lambda_0 / (4n_{A,B})$  et  $d'_{A,B} = \lambda'_0 / (4n_{A,B})$  [28]. Plus précisément, la combinaison de DBR périodiques est choisie de telle sorte que la variation spatiale de l'indice de réfraction dans le réflecteur de gauche puisse s'écrire sous la forme

$$n_{\text{left}}(z) = \bar{n} + \Delta n \max[F(z), F'(z)], \quad 0 \leq z \leq L, \quad \bar{n} = \frac{n_A + n_B}{2}, \quad \Delta n = \frac{n_A - n_B}{2}, \quad (\text{C8})$$

$$F(z) = \text{sgn} \left[ \sin \left( \frac{2\pi \bar{n}^2 - \Delta n^2}{\lambda_0 \bar{n}} z \right) \cos \left( \frac{2\pi \bar{n}^2 - \Delta n^2}{\lambda_0 \bar{n}} z + \frac{\pi \Delta n}{2 \bar{n}} \right) \right], \quad (\text{C9})$$

L'expression pour  $F'(z)$  peut être déduite de celle de  $F(z)$  en remplaçant  $\lambda_0$  par  $\lambda'_0$ .



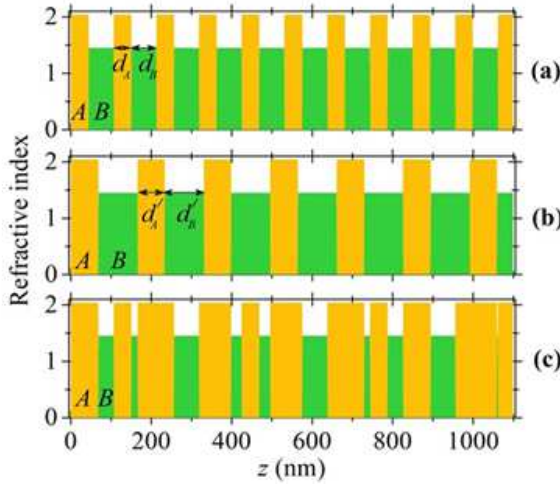
**Figure C25.** Schéma de la structure photonique composite. Deux réflecteurs multicouches apériodiques déterministes symétriques constitués de couches alternées  $A$  (en orange) et  $B$  (en vert) sont séparés par une couche  $D$  (épaisseur  $d_D$ ). Un réseau 2D de nanoparticules métalliques sphéroïdales, caractérisé par les dimensions  $2a_1$  et  $2a_2$  des particules et la distance interparticulaire  $p$ , est situé au centre de la structure.

La variation de  $n_{\text{left}}(z)$  obtenue sur la base des équations (C8) et (C9) est illustré à la figure C26c. Le réflecteur de droite étant l'image miroir de celui de gauche, la dépendance spatiale de son indice de réfraction peut être écrite comme  $n_{\text{right}}(z) = n_{\text{left}}(2L + d_D - z)$  pour  $L + d_D \leq z \leq 2L + d_D$  où  $L$  est la longueur totale de la structure photonique entière.

Il convient de noter que le processus de combinaison décrit par les équations (C8) et (C9) est une opération logique OU (booléenne) entre les régions d'indice élevé de deux DBR périodiques. Ce n'est pas le seul moyen de combiner deux (ou plus) DBRs afin de concevoir un réflecteur apériodique déterministe. D'autres choix pourraient également être envisagés, à condition bien sûr que les spectres de transmittivité de structures résultantes présentent des bandes interdites photoniques et des modes de défaut.

Les calculs sont effectués pour des couches  $A$  et  $B$  constituées respectivement de  $\text{ZrO}_2$  ( $n_A = 2,02$ ) et de  $\text{SiO}_2$  ( $n_B = 1,45$ ) [29]. Les longueurs d'onde du vide de Bragg pour les DBRs  $(AB)^N$  et  $(AB)^{N'}$  sont choisies comme  $\lambda_0 = \text{nm}$  et  $\lambda'_0 = 560 \text{ nm}$ . Ainsi, les épaisseurs des couches dans ces DBRs sont respectivement  $d_A \approx 44,55 \text{ nm}$ ,  $d_B \approx 62 \text{ nm}$  et  $d'_A = 69,3 \text{ nm}$  et  $d'_B = 96,55 \text{ nm}$ , de sorte que l'épaisseur de la maille

élémentaire est plus petite en  $(AB)^N$  qu'en  $(AB)^{N'}$ . Le nombre de périodes dans le DBR a été choisi pour que la longueur totale  $L = 2131$  nm du réflecteur soit la même que celle du DBR  $(AB)^N$  pour  $N = 20$ .



**Figure C26.** Schéma du réflecteur multicouche situé du côté gauche de la couche D : (a) DBR  $(AB)^N$  avec les épaisseurs  $d_A$  et  $d_B$  des couches A et B ; (b) DBR  $(AB)^{N'}$  avec les épaisseurs  $d'_A$  et  $d'_B$  des couches A et B ; (c) cristal photonique apériodique déterministe obtenu par chevauchement de ces DBRs comme décrit dans les Eqs (C8) et (C9).

Notons que pour la valeur choisie  $N = 20$ , le réflecteur multicouche résultant ne présente pas de symétrie de translation, c'est-à-dire que la longueur totale de ce réflecteur est inférieure à sa cellule périodique (on peut montrer qu'une cellule périodique de cette structure photonique est obtenue pour  $N = 28$ ). Cependant, comme on peut le voir à partir de résultats discutés ci-dessous, même avec  $N = 20$ , ce cristal photonique apériodique déterministe est suffisant pour assurer l'existence de bandes interdites photoniques dans les régions spectrales englobant les résonances plasmoniques dans les NPs métalliques. Le nombre de couches de miroirs diélectriques entourant la cavité a été choisi sur la base d'un critère standard : il doit être suffisant pour permettre des bandes interdites photoniques suffisamment prononcées (frontières verticales et transmittivité nulle). Dans une structure avec moins de couches, les caractéristiques des bandes interdites photoniques sont dégradées – en particulier, la réflectivité totale n'est pas atteinte. De plus, la réduction du nombre de couches dans les réflecteurs conduit à une diminution de l'amplitude de modes de défaut due à une diminution du facteur de qualité de la cavité.

Les NPs situés au centre de la couche D sont placés aux nœuds d'un réseau carré 2D de période  $p$  qui présente une invariance de translation le long des axes  $x$  et  $y$  du système de coordonnées cartésiennes  $(xyz)$  (voir figure C25). Tous les NPs sont des sphéroïdes allongés et alignés de manière similaire, avec leur grand axe parallèle à l'axe des  $x$ , et leur forme est caractérisée par le rapport d'aspect  $\xi = a_1/a_2$ , où  $a_1$  et  $a_2$  sont les demi-longueurs de leurs axes respectivement polaire et équatorial ( $a_1 > a_2$ ). Les dimensions typiques des NPs et la période  $p$  du réseau carré sont beaucoup plus petites que la longueur d'onde typique de l'onde optique dans la couche D,  $\{2a_1, 2a_2, p\} \ll \lambda_0/n_D$ , où  $\lambda_0$  est la longueur d'onde dans le vide.

Nous considérons une onde plane incidente dans le régime visible qui frappe sous incidence normale sur le côté gauche de la structure, à  $z = 0$ . La dépendance temporelle des champs électromagnétiques est prise comme  $\exp(-i\omega t)$ , où  $\omega = 2\pi c/\lambda$  est la fréquence angulaire de l'onde plane incidente et  $c$  est la vitesse de la lumière dans le vide. Les dimensions des couches le long des axes  $x$  et  $y$  sont beaucoup plus grandes que leurs épaisseurs le long de l'axe  $z$ , et sont donc considérées comme infinies dans les calculs.

La réponse optique d'une telle structure photonique multicouche composite peut être obtenue avec la méthode de la matrice de transfert basée sur la résolution des équations de Maxwell, en tenant compte des équations constitutives de tous les milieux. La matrice de transfert globale du système est obtenue par la multiplication de matrices d'interface (dérivées de conditions aux limites à chaque interface du système) et

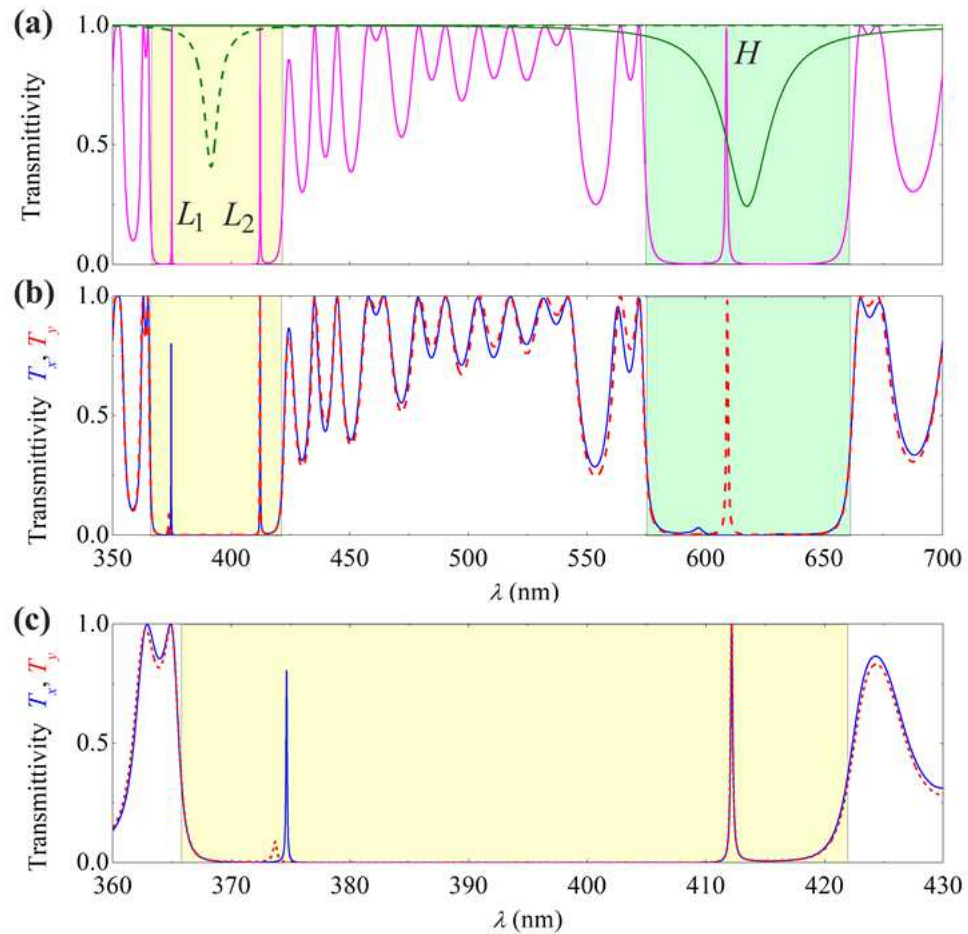
de matrices de propagation (ou de déphasage) dans les couches. L'influence du réseau de NPs 2D est décrite par une matrice de type interface spécifique dont les éléments sont dérivés à l'aide d'une approximation de dipôle couplé [30, 31]. Cette approche permet la dérivation des coefficients de réflexion et de réfraction du réseau de NPs entouré de chaque côté par un milieu diélectrique semi-infini identique. En raison de la forme allongée des NPs sphéroïdales, ces coefficients dépendent de l'état de polarisation de la lumière et des paramètres structurels du réseau de NPs lui-même (la forme et la taille des NPs et la distance interparticulaire  $p$ ). De la matrice de transfert de l'ensemble du système, nous dérivons les transmittivités  $T_{x,y} = |E_t / E_i|^2$  qui, pour la lumière incidente polarisée  $x$  ou  $y$  à l'incidence normale, relie les amplitudes complexes  $E_i$  et  $E_t$  des champs optiques électriques incident et transmis. Une dérivation analytique détaillée des transmittivités d'un système photonique similaire (en particulier, le traitement du réseau de NPs 2D) peut être trouvée dans [11].

Les spectres de transmittivité de la structure calculés pour une lumière incidente polarisée  $x$  ou  $y$  sont discutés en relation avec les positions spectrales respectives de deux de ses modes de défaut et des résonances plasmoniques de surface dans le réseau de NPs. Les rôles cruciaux joués par la position de ce dernier au sein de la couche  $D$  et l'épaisseur de cette couche sont mis en évidence, et le mécanisme d'une suppression dépendant de la polarisation de modes de défaut est détaillé.

La figure C27 représente les spectres de transmittivité de la structure considérée dans un domaine spectral proche UV et visible englobant deux bandes interdites photoniques voisines (ci-après dénommées bandes interdites basse- $\lambda$  et haute- $\lambda$ ). Comme dans les cristaux photoniques classiques, ces bandes interdites résultent de la géométrie de réflecteurs. Notons que la bande interdite basse- $\lambda$  est plus étroite (avec une largeur d'environ 56 nm) que son homologue haute- $\lambda$  (largeur approximativement égale à 86 nm). Des modes de défaut apparaissent dans les bandes interdites du fait de la présence de la couche  $D$ , et leur nombre et leur position dans le spectre sont déterminés par l'épaisseur et les caractéristiques optiques et la structure interne de cette couche composite.

Plus précisément, la figure C27a montre le spectre de transmittivité de la structure sans NPs dans la couche  $D$ , que nous supposons constituée de  $\text{SiO}_2$  (comme le sont les couches  $B$ ). Sauf indication contraire (voir figure C30 ci-dessous), l'épaisseur de cette couche sera considérée comme  $d_D \approx 485,4$  nm. Cette valeur (ainsi que celles des épaisseurs et des indices de réfraction de toutes les couches de la structure) est choisie pour que deux modes de défaut (ci-après appelés  $L_1$  et  $L_2$ , situés respectivement à environ 375 nm et 412 nm) apparaissent dans la bande interdite basse- $\lambda$  et un (noté  $H$ , à 609 nm) dans la bande haute- $\lambda$ , dans les deux cas loin des bords de la bande interdite. Il est à noter que dans ce cas le spectre de la structure photonique ne dépend pas de l'état de polarisation de l'OEM incidente, la structure ne comportant aucun élément anisotrope.

La figure C27a montre également (voir courbes vertes) le spectre de transmittivité du seul réseau de NPs 2D noyé dans  $\text{SiO}_2$ . Le réseau se compose de particules d'argent (Ag) et la distance interparticulaire et le rapport d'aspect des NPs sont respectivement pris comme  $p = 15$  nm et  $\xi = 2,5$ . Pour  $a_1 = 5$  nm, chaque NP est un nanosphéroïde allongé dont les axes principaux mesurent  $10$  nm  $\times$   $4$  nm  $\times$   $4$  nm de longueur. La périodicité du réseau et les dimensions des NPs ont été choisies de sorte que ce spectre présente un large creux à l'intérieur des bandes interdites respectivement basse- $\lambda$  (pour la lumière polarisée  $y$ ) et haute- $\lambda$  (pour la lumière polarisée  $x$ ). Ces creux correspondent à l'excitation sensible à la polarisation d'une résonance plasmonique de surface localisée dans le réseau 2D de NPs métalliques. Notons que le creux de transmission pour la lumière polarisée  $x$  est sensiblement plus large (FWHM  $\approx 22$  nm) que le creux observé pour la lumière polarisée  $y$  (FWHM  $\approx 7$  nm).



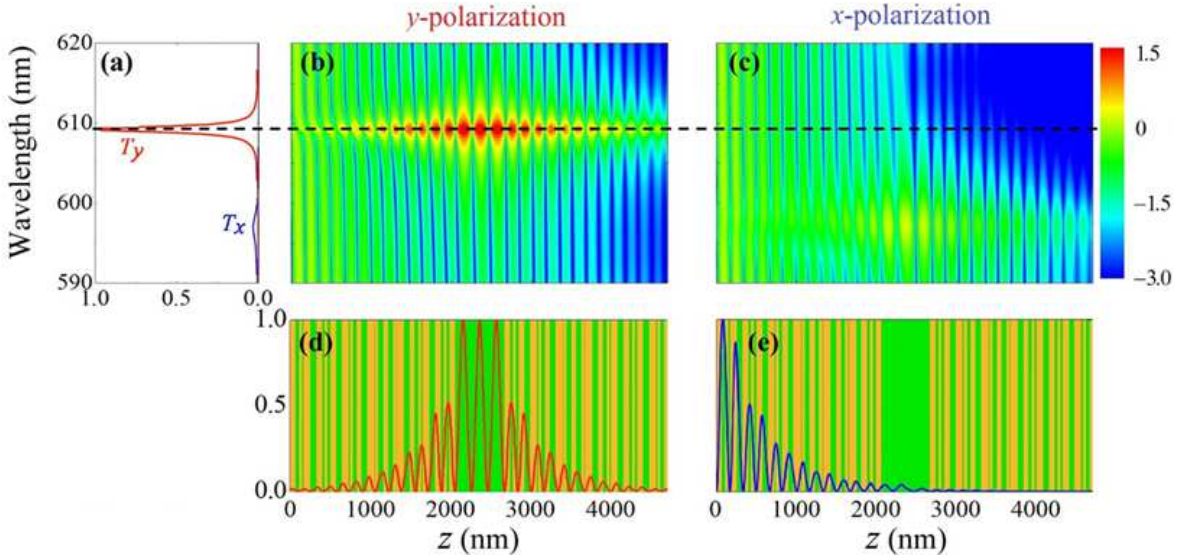
**Figure C27.** Spectres de transmittivité de la structure photonique : (a) sans matrice 2D des NPs (courbe magenta) et pour tout état de polarisation de l'onde lumineuse incidente ; (b) après inclusion d'un réseau 2D de NPs et pour les ondes lumineuses incidentes polarisées  $x$  (courbe bleue) et  $y$  (courbe rouge) ; (c) zoom sur la bande interdite inférieure. Les deux modes de défaut dans la bande interdite basse- $\lambda$  et le mode de défaut dans la bande interdite haute- $\lambda$  sont notés resp.  $L_1$ ,  $L_2$  et  $H$ . Les courbes vertes superposées au spectre en (a) montrent les baisses de transmittivité dues aux résonances plasmoniques de surface dans le seul réseau 2D de NPs intégré dans une couche de  $\text{SiO}_2$  pour les signaux entrants polarisés  $x$  (courbe verte continue) et  $y$  (courbe verte pointillée).

La largeur du creux de transmission dû à l'excitation d'une résonance plasmonique dans le réseau 2D de NPs dépend de la force de l'interaction entre les particules et l'onde optique, qui à son tour dépend d'un certain nombre de paramètres, dont la distance entre les particules voisines, leur forme et leur orientation par rapport au champ optique. Pour les paramètres utilisés dans cette étude, la force de l'interaction entre les NPs et l'onde optique à la fréquence de résonance plasmonique devrait en effet être significativement plus élevée pour la lumière polarisée en  $x$ , car cette direction coïncide avec l'axe de révolution des NPs, pour lesquelles les moments dipolaires électriques induits sont plus grands et les interactions dipôle-dipôle sont plus fortes.

La figure C27b montre les spectres de transmittivité de la structure lorsque le réseau 2D de NPs est placé en son centre pour les états de polarisation  $x$  et  $y$  de l'onde entrante. Pour l'un ou l'autre de ces états de polarisation, la résonance plasmonique excitée dans les NPs est suffisamment large pour englober l'un de modes de défaut de la structure, ce qui conduit à une décroissance significative et à un léger décalage vers le bleu de ce mode, à condition que l'état de polarisation de l'onde incidente soit bien choisi. Plus précisément, le mode de défaut affecté par la présence des NPs est celui de la bande interdite haute- $\lambda$  pour la lumière polarisée en  $x$ , alors qu'il s'agit du mode de défaut  $L_1$  dans la bande



interdite basse- $\lambda$  pour la lumière polarisée en  $y$  (figure C27c). Nous discuterons ci-dessous, en relation avec les figures C28 et C29, la raison pour laquelle le mode de défaut  $L_2$  reste inchangé en présence du réseau de NPs. L'atténuation des modes de défaut  $L_1$  et  $H$  résulte de l'absorption de la lumière consécutive à l'excitation d'une résonance plasmon dans les NPs. Le décalage spectral qu'ils présentent est causé par l'influence du réseau de NPs sur la phase du champ électromagnétique dans la couche  $D$ .



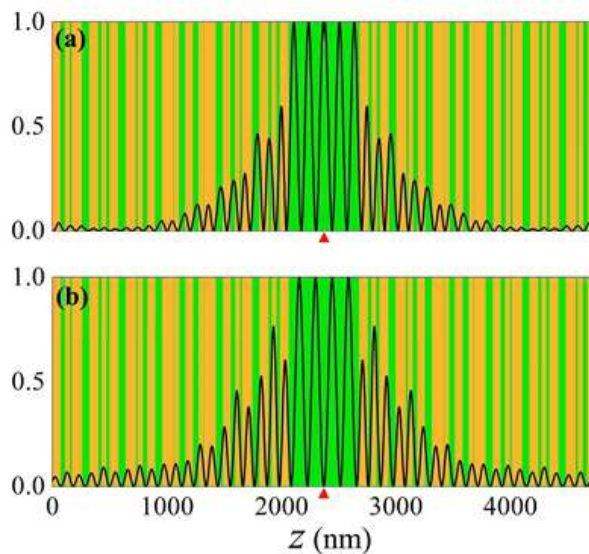
**Figure C28.** Caractéristiques spectrales du cristal photonique composite au voisinage du mode de défaut  $H$  dans la bande interdite haute- $\lambda$  : (a) Zoom sur les spectres de transmittivité pour la lumière polarisée  $x$  et  $y$  ; (b) et (c) distribution du carré de l'amplitude de champ optique normalisé  $|E(z)/E(0)|^2$  (en échelle logarithmique) dans la structure pour la lumière polarisée resp.  $y$  et  $x$ ; (d) et (e) carré de l'amplitude du champ optique normalisée à sa valeur maximale ( $|E(z)/\max[E(z)]|^2$ ) à la longueur d'onde  $\lambda = 609$  nm (voir la ligne pointillée dans les panneaux supérieurs) pour la lumière polarisée resp.  $y$  et  $x$ . Comme dans les figures C25 et C26, les barres de couleur verticales dans les panneaux (d) et (e) indiquent les couches alternées de la structure.

Sur la figure C28, le panneau (a) représente les spectres de transmittivité pour la lumière polarisée  $x$  et  $y$  au voisinage du mode de défaut  $H$  dans la bande interdite haute- $\lambda$ , tandis que les panneaux (b) et (c) montrent la distribution spatiale du carré de l'amplitude du champ optique normalisée  $|E(z)/E(0)|^2$  dans le même domaine spectral. Enfin, les panneaux (d) et (e) représentent le carré de l'amplitude du champ optique normalisé à sa valeur maximale ( $|E(z)/\max[E(z)]|^2$ ) à la longueur d'onde  $\lambda = 609$  nm du mode de défaut  $H$ . Pour la lumière polarisée  $y$  (panneaux (b) et (d)), une forte localisation de champ est observée dans la couche  $D$  à cette longueur d'onde, avec trois maxima d'amplitude de champ optique presque égaux. L'épaisseur de cette couche a été choisie de telle sorte que l'un de ces maxima coïncide avec la position du réseau de NPs au centre de la couche. En comparaison, pour la lumière polarisée  $x$  (panneaux (c) et (e)), la localisation du champ apparaît à la longueur d'onde inférieure d'environ 597 nm correspondant au mode de défaut réduit et décalé en fréquence (comme discuté ci-dessus), et les maxima de champ sont nettement plus petits que pour la lumière polarisée  $y$  (comparez les spectres de transmission dans le panneau (a)).

Les distributions similaires du champ optique ont lieu autour de la longueur d'onde  $\lambda = 375$  nm du mode de défaut  $L_1$ , mais avec une dépendance de polarisation inversée de la suppression de mode comme dans le cas du mode  $H$ . À savoir,  $L_1$  est presque complètement absorbé en raison de l'excitation plasmonique pour la lumière incidente polarisée  $y$ . Pour la lumière polarisée  $x$  (voir encadré sur la figure C27b), le mode de défaut  $L_1$  subit une faible influence de la queue de la résonance plasmonique large centrée dans la bande

interdite haute- $\lambda$ , c'est pourquoi il n'est que légèrement atténué.

Comme mentionné ci-dessus, la résonance plasmon du réseau de NPs pour la lumière polarisée  $y$  (courbe verte pointillée sur la figure C27a) est située entre les deux modes de défaut  $L_1$  et  $L_2$ . Cependant, seul le premier est supprimé en raison de l'excitation localisée de plasmons de surface. Cela peut être expliqué avec la figure C29, où la distribution spatiale du champ optique dans la structure photonique sans réseau de NPs est montrée à la longueur d'onde  $\lambda = 375$  nm du mode de défaut  $L_1$  (figure C29a) et à la longueur d'onde  $\lambda = 412$  nm du mode de défaut  $L_2$  (figure C29b) pour tout état de polarisation. Dans le premier cas, le champ optique présente un maximum au centre de la structure, ce qui, lorsqu'un réseau de NPs est noyé à cette position, se traduit par une excitation très efficace d'une oscillation collective des électrons de conduction libres dans les NPs, d'où une très forte suppression du mode de défaut  $L_1$ . Dans le deuxième cas, le champ est quasi nul à cet endroit et l'impact des NPs métalliques sur le champ optique est négligeable. En conséquence, le mode de défaut  $L_2$  n'est pas affecté par la présence du réseau de NPs.

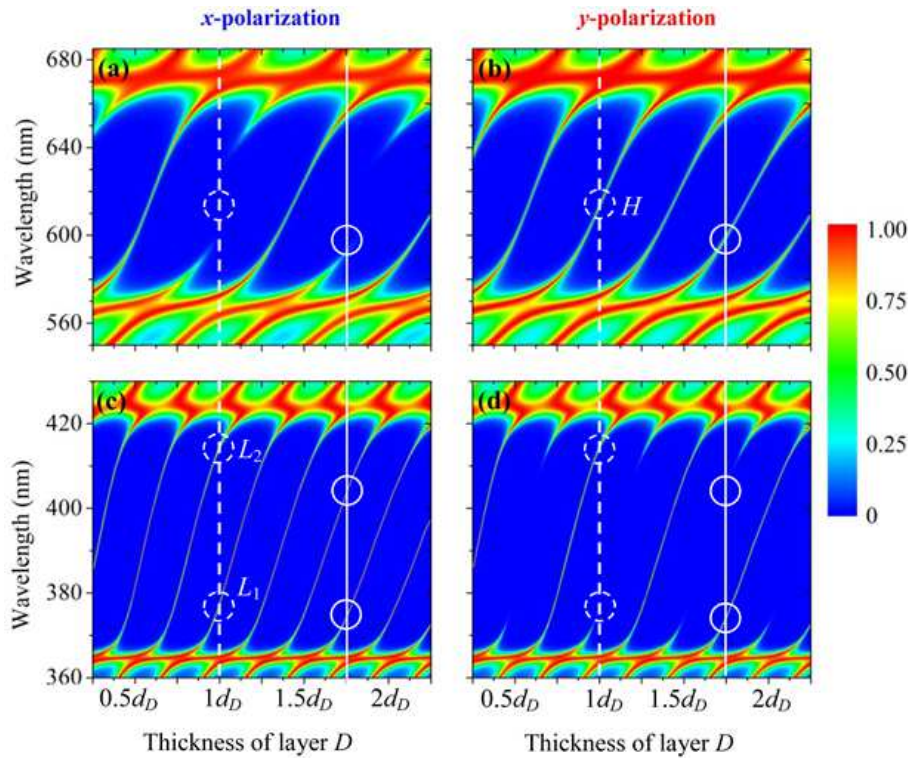


**Figure C29.** Carré de l'amplitude du champ optique normalisé sur sa valeur maximale,  $(|E(z)/\max[E(z)]|^2)$ , dans la structure photonique sans réseau de NPs (a) à la longueur d'onde  $\lambda = 375$  nm du mode de défaut  $L_1$  et (b) à la longueur d'onde  $\lambda = 412$  nm du mode de défaut  $L_2$  pour tout état de polarisation. Les triangles rouges indiquent le centre de la structure photonique.

Notons que le champ optique est également maximal dans le plan du réseau de NPs à la longueur d'onde  $\lambda = 609$  nm du mode de défaut  $H$  pour la lumière polarisée  $y$  (figure C28d), mais dans ce cas, ce mode n'est pas supprimé par la résonance plasmonique, car la résonance dans les NPs pour la lumière polarisée  $y$  se produit loin de 609 nm, dans la bande interdite basse- $\lambda$  (voir la courbe verte pointillée sur la figure C27a). Contrairement à ce qui a été discuté ci-dessus à propos de  $L_1$ , le mode de défaut  $H$  ne subit pas beaucoup d'influence de la queue de la résonance plasmonique centrée dans la bande interdite basse- $\lambda$ , car cette résonance est significativement plus étroite que celle centrée dans la bande interdite haute- $\lambda$ .

En effet, les figures C27 et C28 montrent que le comportement spectral dépendant de la polarisation de la structure est déterminé à la fois en faisant correspondre les modes plasmoniques et les modes optiques de défaut et en ajustant la position spatiale des NPs par rapport aux ventres du champ optique dans le cristal photonique [11].

La figure C30 illustre la dépendance sensible à la polarisation des spectres de transmittivité  $T_x$  et  $T_y$  dans les deux bandes interdites en fonction de l'épaisseur de la couche  $D$ . Comme mentionné ci-dessus, cette épaisseur a jusqu'à présent pris la valeur nominale  $d_D = 485,4$  nm. Les variations spectrales de  $T_x$  et  $T_y$  sont représentées pour des épaisseurs de couche  $D$  allant d'environ  $0,25d_D$  à  $2,25d_D$ .



**Figure C30.** Évolution du spectre de transmittivité  $T_x$  [panneaux (a) et (c)] et  $T_y$  [panneaux (b) et (d)] dans la bande interdite haute- $\lambda$  (panneaux supérieurs) et dans la bande interdite basse- $\lambda$  (panneaux inférieurs) en fonction de l'épaisseur de la couche  $D$  exprimée en termes d'épaisseur nominale  $d_D$ . Lignes blanches pointillées : l'épaisseur de la couche  $D$  est égale à  $d_D$ , comme dans les figures C27-C29. Lignes blanches continues : l'épaisseur de la couche  $D$  est égale à  $1,75d_D$ . Les cercles blancs indiquent les positions spectrales des modes de défaut  $L_1$ ,  $L_2$  et  $H$  discutés dans le texte pour ces deux épaisseurs. Le réseau 2D de NPs est situé au centre de la couche  $D$ .

Le comportement des bandes passantes étroites (modes de défaut dans les bandes interdites photoniques) est identique dans tous les cas présentés sur la figure C30 : lorsque l'épaisseur de la couche  $D$  augmente, elles se forment au bord de la basse longueur d'onde de la bande interdite et se déplacent vers son bord de haute longueur d'onde, où ils disparaissent par la suite. Dans chacune de bandes interdites, jusqu'à deux modes de défaut peuvent être formés simultanément. Il est particulièrement intéressant de noter que des intervalles d'épaisseur de couche  $D$  peuvent être trouvés pour lesquels les modes de défaut sont simultanément supprimés dans la bande interdite basse- $\lambda$  pour la lumière polarisée  $x$  et dans la bande interdite haute- $\lambda$  pour la lumière polarisée  $y$ . Cela permet d'obtenir la réponse de transmittivité dépendante de la polarisation requise dans un filtre dichroïque sensible à la polarisation. Sur la figure C30, cette suppression sélective des modes de défaut due à l'hybridation des modes plasmoniques et photoniques dans la structure se manifeste par l'absence, pour une épaisseur donnée de couche  $D$ , d'une courbe de transmission en forme  $s$  sur deux, soit pour la lumière polarisée  $x$  (figure C30a) ou  $y$  (figure C30d), mais pas pour les deux simultanément. Notons qu'avec une augmentation de la force de l'interaction entre les sous-systèmes plasmonique et photonique, la suppression du mode photonique se produit en premier, puis la division et le décalage des modes de défaut ont lieu (voir également les figures C27b et C27c).

La dépendance des spectres de transmittivité sur l'épaisseur de la couche  $D$  mérite une discussion plus approfondie. Pour une épaisseur de couche  $D$  égale à  $d_D$  (lignes blanches pointillées verticales), les modes de défaut  $L_1$  et  $L_2$  dans la bande interdite basse- $\lambda$  peuvent être vus (cercles blancs pointillés) sur la figure C30c, et la suppression de  $L_1$  (mais pas  $L_2$ ) pour un faisceau lumineux incident polarisé  $y$  est visible sur la

figure C30*d*. De même, l'existence du mode de défaut  $H$  dans la bande interdite haute- $\lambda$  (cercles blancs pointillés) et sa suppression pour un faisceau lumineux polarisé  $x$  sont clairement visibles respectivement sur les figures C30*a* et C30*b*. Les coupes transversales des spectres de transmittivité le long des lignes blanches pointillées verticales représentées sur la figure C30 correspondent aux courbes présentées sur les figures C27*b* et C27*c*.

La figure C30 montre également qu'un comportement sensible à la polarisation similaire dans la bande interdite basse- $\lambda$  peut être observé lorsque l'épaisseur de la couche  $D$  augmente légèrement de  $d_D$  jusqu'à environ  $1,25 d_D$ . Évidemment, ce faisant, les positions spectrales des modes de défaut changent. De plus, le mode de défaut  $L_2$  disparaît et le mode de défaut  $L_1$  se déplace vers des longueurs d'onde plus grandes. Quant au mode de défaut  $H$  dans la bande interdite haute- $\lambda$ , sa suppression réussie peut être obtenue pour une épaisseur de couche  $D$  allant de  $0,9 d_D$  à  $1,1 d_D$  environ. En effet, la structure peut ainsi être considérée comme un filtre dichroïque à polarisation contrôlée lorsque ces intervalles se chevauchent, c'est-à-dire pour des valeurs d'épaisseur de la couche  $D$  comprises entre  $[1 d_D, 1,1 d_D]$ . En fait, une telle suppression dépendant de la polarisation de modes de défaut peut également se produire pour d'autres épaisseurs de couche  $D$ , auquel cas les positions spectrales relatives des modes de défaut concernés peuvent être différentes. En particulier, cette situation peut être observée dans la plage d'épaisseur  $[1,75 d_D, 1,85 d_D]$ , comme souligné par des lignes blanches verticales continues et des cercles blancs pleins sur la figure C30.

Enfin, il faut souligner que les caractéristiques spectrales de la structure photonique composite à l'étude, basées sur l'utilisation de miroirs diélectriques aperiodiques, peuvent varier sur une plage assez large en raison du grand nombre de paramètres constitutifs indépendants qui définissent sa conception (nature des milieux, épaisseur des couches, règles d'alternance, etc.). Ainsi, il est également possible de concevoir la structure photonique de manière à ce qu'elle présente un seul mode de défaut dans chacune des deux bandes interdites voisines, et d'obtenir une distribution spatiale du champ optique telle que l'excitation de résonances plasmoniques dans le réseau 2D de NPs permette la suppression sélective à la polarisation de ces modes de défaut. Dans cette section, cependant, nous avons choisi de considérer une structure présentant deux modes de défaut dans l'une des bandes interdites photoniques. Ce choix délibéré a permis, d'une part, de démontrer l'importance du chevauchement spatial du réseau de NPs avec une région de localisation de champ optique élevé dans la structure, et, d'autre part, de souligner la possibilité de l'annulation sélective de l'un de deux modes de défaut dans la même bande interdite photonique.

### C.V.3. Résumé

Dans cette étude, nous avons décrit le principe de fonctionnement et les paramètres directeurs d'un filtre dichroïque à bande passante étroite, sensible à la polarisation, fonctionnant dans les domaines du proche UV et du visible et constitué d'un cristal photonique multicouche composite. Contrairement à la structure photonique contenant un nanocomposite 3D considérée dans un article précédent [6], une nouvelle conception de filtre dichroïque combinant un réseau 2D de NPs métalliques et de réflecteurs diélectriques aperiodiques a été proposée. Le choix d'un réseau 2D de NPs, plutôt qu'une dispersion 3D de NPs, se prête à un processus de fabrication moins complexe et à beaucoup moins de dissipation d'énergie. L'utilisation d'un cristal photonique aperiodique déterministe permet d'adapter la position spectrale des bandes interdites et des modes de défaut de cette structure de telle sorte que deux de ces modes de défaut, situés dans des bandes interdites distinctes, puissent être ajustés et fournir les fenêtres de transmittivité étroites requises pour un filtre sélectif. Leur suppression non simultanée et sensible à la polarisation est obtenue grâce à l'inclusion d'une couche résonante composite au centre de la structure photonique. Deux résonances plasmoniques de surface excitées, pour deux états linéaires mutuellement orthogonaux de polarisation de la lumière

---

incidente, dans un réseau 2D de NPs métalliques allongées et sphéroïdales intégrées dans cette couche, peuvent être exploitées à cet effet. Pour des valeurs bien choisies des paramètres structuraux à la fois du cristal photonique et du réseau de NPs métalliques, chacune de deux résonances plasmoniques de ce dernier peut être amenée à englober l'un de deux modes de défaut sélectionnés du premier, assurant ainsi une extinction totale de l'un ou l'autre de ces modes — en fonction de l'état de polarisation du faisceau lumineux entrant.

Parmi les différents paramètres régissant la position précise des fenêtres de transmittivité de la structure en tant que filtre dichroïque, nous avons établi la forte influence de l'épaisseur de la couche défaut composite dans laquelle est noyée le réseau de NPs métalliques. D'autres paramètres structuraux constituent cependant autant de degrés de liberté pour la conception d'un tel filtre, notamment la géométrie du cristal photonique, la nature de ses couches, la période du réseau de NPs métalliques, le rapport d'aspect des NPs elles-mêmes, ou la nature du métal.

D'autres moyens de contrôler les caractéristiques spectrales et liées à la polarisation de ce filtre pourraient être envisagés, comme l'utilisation de plusieurs réseaux des NPs métalliques, ou la combinaison de réseau(s) des NPs avec d'autres types de milieux anisotropes (cristaux liquides avec colorants dichroïques, verres dichroïques, etc.). De plus, les principes décrits dans cette étude restent valables dans d'autres régions spectrales, à condition que les fréquences de résonance plasmon puissent coïncider avec les modes de défaut dans une structure photonique multicouche, par exemple pour les systèmes de communication optique dans le domaine du proche infrarouge. D'autres applications potentielles de ces filtres dichroïques sensibles à la polarisation incluent par exemple le développement de détecteurs à photon unique sensibles à la polarisation, ou d'absorbeurs plasmoniques et de nano-capteurs.

Les résultats présentés dans cette section ont été publiés dans la revue à comité de lecture suivante :

1. I. A. Glukhov, Yu. S. Dadoenkova, F. F. L. Bentivegna, S. G. Moiseev, “*Deterministic aperiodic photonic crystal with a 2D array of metallic nanoparticles as polarization-sensitive dichroic filter*,” *J. Appl. Phys.* **128**, 053101 (2020).

En dehors de ces études, je voudrais mentionner les articles suivants sur des sujets connexes que j'ai publiés en co-auteur avec mes collègues de Russie et de France :

2. Yu. Dadoenkova, I. Glukhov, S. Moiseev, V. Svetukhin, A. Zhukov, I. Zolotovskii, “*Optical generation in an amplifying photonic crystal with an embedded nanocomposite polarizer*”, *Opt. Commun.* **389**, 1-4 (2017).

Nous montrons la possibilité de génération sélective en polarisation dans une structure cristalline photonique amplificatrice *via* l'utilisation d'une couche intégrée d'une épaisseur inférieure à la longueur d'onde avec des nanoparticules métalliques allongées uniformément orientées et réparties de manière chaotique dans le volume d'un semiconducteur. Un tel polariseur nanocomposite présente un cristal uniaxial avec différentes valeurs de composantes de permittivité diélectrique le long de et perpendiculairement à l'axe polaire de nanoparticules. La dispersion de la permittivité diélectrique du nanocomposite est définie par la concentration et le facteur de forme de nanoparticules. La dépendance à la longueur d'onde de la partie imaginaire de la permittivité du nanocomposite possède un comportement de résonance résultant de la résonance plasmonique dans des nanoparticules. Nous montrons que cela permet, en fonction de l'orientation relative de l'axe d'anisotropie nanocomposite et de la direction de polarisation de la lumière, de réaliser la discrimination de modes de la structure photonique au voisinage d'une résonance d'une des composantes de permittivité, où

l'absorption de la couche nanocomposite est maximale. Aussi, nous faisons varier les paramètres du polariseur nanocomposite pour obtenir les conditions optimales de génération optique à la longueur d'onde choisie.

3. S. G. Moiseev, I. A. Glukhov, Yu. S. Dadoenkova, F. F. L. Bentivegna, “Polarization-selective defect mode amplification in a photonic crystal with intracavity 2D arrays of metallic nanoparticles,” *J. Opt. Soc. Am. B* **36**, 1645-1652 (2019).

Nous démontrons la possibilité d'une amplification sélective en polarisation d'un mode de défaut dans un cristal photonique multicouche actif grâce à l'excitation résonante de plasmons de surface dans un réseau ordonné 2D de nanoparticules métalliques intégrées dans la structure. Un tel réseau agit comme un polariseur dont les caractéristiques spectrales sont définies par la forme de nanoparticules et la périodicité du réseau. La sélectivité modale de la structure photonique est due à la forte diffusion de la lumière assistée par plasmons de surface par les nanoparticules anisotropes qui dépend d'orientations relatives de leur axe d'anisotropie et de la direction de polarisation de l'onde lumineuse entrante. Les caractéristiques spectrales et polarimétriques de la structure photonique sont calculées en utilisant le formalisme des matrices de transfert. Le réseau 2D de nanoparticules est décrit dans l'approximation de dipôles couplés et est associé à une matrice dont les éléments dépendent de la géométrie du réseau et de la polarisation du rayonnement. Nous montrons que pour obtenir une amplification en mode de défaut pour une polarisation choisie dans une telle hétérostructure, la position du réseau de nanoparticules doit coïncider avec les régions de localisation de champ optique élevé. Nous déterminons également les caractéristiques structurelles du réseau de nanoparticules qui améliorent la sensibilité du comportement spectral de l'hétérostructure photonique à l'état de polarisation du faisceau lumineux entrant.

## Références

1. Y. Chu *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **93**, 181108 (2008).
2. V. I. Zakomirnyi *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **111**, 123107 (2017).
3. A. Muravitskaya *et al.*, *J. Opt. Soc. Am. B* **36**, E65 (2019).
4. H. Hofmeister, W.-G. Drost, and A. Berger, *Nanostructured Materials* **12**, 207 (1999).
5. S. G. Moiseev, *Appl. Phys. A* **103**, 619 (2011).
6. S. G. Moiseev, V. A. Ostatochnikov, and D. I. Sementsov, *Quantum Electron.* **42**, 557 (2012).
7. S. Y. Vetrov, P. S. Pankin, and I. V. Timofeev, *Quantum Electron.* **44**, 881 (2014).
8. Yu. Dadoenkova *et al.*, *Opt. Commun.* **389**, 1 (2017).
9. A. H. Aly, C. Malek, and H. A. Elsayed, *Int. J. Mod. Phys. B* **32**, 1850220 (2018).
10. P. Singh *et al.*, *Pramana – J. Phys.* **93**, 50 (2019).
11. S. G. Moiseev *et al.*, *J. Opt. Soc. Am. B* **36**, 1645 (2019).
12. Y. H. Lu *et al.*, *J. Appl. Phys.* **101**, 036110 (2007).
13. N. Ouchani *et al.*, *J. Appl. Phys.* **106**, 113107 (2009).
14. J.-X. Liu *et al.*, *Plasmonics* **12**, 971 (2017).
15. S. Isaacs, F. Placido, and I. Abdulhalim, *Appl. Opt.* **53**, H91 (2014).
16. J. W. Klos *et al.*, *J. Appl. Phys.* **115**, 174311 (2014).
17. Yu. S. Dadoenkova *et al.*, *J. Appl. Phys.* **120**, 073903 (2016).
18. N. N. Dadoenkova *et al.*, *J. Appl. Phys.* **123**, 043101 (2018).
19. I. S. Panyaev *et al.*, *J. Appl. Phys.* **126**, 103102 (2019).
20. D. Qi *et al.*, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **51**, 225103 (2018).
21. C. A. A. Araújo *et al.*, *Opt. Mater.* **35**, 18 (2012).
22. A. M. Vyunishev *et al.*, *Opt. Lett.* **42**, 3602 (2017).
23. M. Tavakoli and Y. S. Jalili, *J. Theor. Appl. Phys.* **8**, 113 (2014).
24. Y. Wang *et al.*, *J. Appl. Phys.* **97**, 106112 (2005).
25. M. Bellingeri *et al.*, *Opt. Mat.* **72**, 403 (2017).
26. J. Xavier, J. Probst, and C. Becker, *Sci. Reports* **6**, 38744 (2016).

27. L. Dal Negro and S. V. Boriskina, *Laser and Photonics Reviews* **6**, 178 (2012).
28. M. Born and E. Wolf, *Principles of Optics* (Cambridge, Cambridge University Press, 1999).
29. M. Jerman, Z. Qiao, and D. Mergel, *Appl. Opt.* **44**, 3006 (2005).
30. E. F. Kuester *et al.*, *IEEE Trans. Antennas Propag.* **51**, 2641 (2003).
31. C. L. Holloway *et al.*, *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* **47**, 853 (2005).

### D. EFFETS TUNNEL DANS DEUX STRUCTURES COMPLEXES

Le problème de l'effet tunnel qui permet à une particule de traverser une barrière de potentiel supérieure à son énergie est l'un des problèmes fondamentaux de la mécanique quantique [voir par exemple *L. D. Landau & E. M. Lifshitz, Quantum Mechanics (Oxford, Butterworth-Heinemann, 2004)*]. Il y a plus d'un demi-siècle, Hartman a envisagé analytiquement l'effet tunnel pour un paquet d'ondes gaussiennes à travers une barrière de potentiel rectangulaire d'épaisseur  $L$  dans des jonctions métal / isolant / métal [*T. E. Hartman, J. Appl. Phys. 33, 3427 (1962)*]. Il a établi une relation pour le délai de groupe, c'est-à-dire le temps pendant lequel le paquet incident se déplace de la première paroi de la barrière en  $x = 0$  à la seconde en  $x = L$ . Il a conclu que le délai de groupe atteint un plateau avec l'augmentation d'épaisseur de la barrière, ce qui signifie que pour des barrières épaisses, le retard de groupe est plus court que le temps nécessaire au paquet pour parcourir la distance  $L$  dans le métal uniforme correspondant (sans barrière isolante). Ce phénomène est connu sous le nom d'*effet Hartman*.

D'une part, cette section est une suite logique de la précédente, puisque j'y montre les résultats de mes études théoriques de l'effet Hartman pour l'effet tunnel dans le cas d'une impulsion optique modulée en fréquence à travers un cristal photonique. D'autre part, comme dans le cas de l'effet Goos-Hänchen pour des ondes de spins, je me réfère à la nature commune de phénomènes ondulatoires et je montre un effet similaire de saturation du retard d'une impulsion pour des ondes de spins.



### D.I. EFFET TUNNEL POUR DES PAQUETS D'ONDES ÉLECTROMAGNÉTIQUES MODULÉS EN FRÉQUENCE DANS UN CRISTAL PHOTONIQUE ACTIF

En général, l'effet tunnel désigne un phénomène lors duquel une onde traverse une barrière de potentiel avec une amplitude prenant la forme d'une fonction exponentiellement évanescence, puis redevient propagative après la traversée de la barrière, avec une amplitude réduite et une phase décalée. Pour le calcul de la durée de la traversée par effet tunnel, le problème est de trouver la vitesse d'une particule dans une région où son impulsion est imaginaire [1]. Ce calcul selon la méthode de la phase stationnaire conduit à l'effet Hartman bien connu, pour lequel il existe une valeur maximale pour cette durée, ce qui, pour une épaisseur de barrière assez importante, peut entraîner une vitesse tunnel *supraluminique* des particules ou des paquets d'ondes [1–3].

L'effet Hartman peut être utilisé dans la fabrication de lignes à retard optiques accordables, où une impulsion lumineuse doit être retardée d'une à plusieurs fois la durée de l'impulsion [4].

#### D.I.1. Introduction : l'effet Hartman dans des cristaux photoniques

L'interprétation de l'effet Hartman a longtemps fait l'objet de discussions intenses. Dans le cadre de ces discussions, un problème optique classique concernant la propagation des OEMs à travers des barrières photoniques macroscopiques [3, 5-15] a été considéré. Des cristaux photoniques 1D constituent un exemple de telles barrières. La modulation périodique des indices de réfraction assure l'existence de bandes interdites photoniques dans les spectres de ces cristaux photoniques, où la transmittivité est très faible et le rayonnement incident se réfléchit presque totalement [16-18]. La propagation de paquets d'ondes de fréquences appartenant à une bande interdite est similaire au processus d'effet tunnel en raison de similitudes entre l'équation de Schrödinger stationnaire et l'équation de Helmholtz, qui décrit la propagation des OEMs dans un cristal photonique 1D.

Il convient de mentionner que les effets tunnel sont des phénomènes courants dans la propagation des ondes à travers des structures périodiques, par exemple, les ondes acoustiques dans des cristaux phononiques [19]. Une comparaison de la propagation de la lumière dans un cristal photonique avec un effet tunnel à travers une barrière impénétrable est rapportée dans [20]. Des calculs analytiques et numériques du retard temporel subi par un paquet d'ondes dans des cristaux photoniques 1D ont été effectués par de nombreux auteurs [14, 15, 21–23]. Une série d'expériences sur la propagation de paquets d'ondes dans des cristaux photoniques 1D [6] a confirmé la prédiction théorique paradoxale d'une convergence du retard du paquet d'ondes vers une valeur finie indépendante d'épaisseur de la barrière. Les interprétations de l'effet tunnel supraluminique d'un paquet d'ondes en termes de remodelage de son enveloppe temporelle (y compris l'extension ou la compression asymétrique du front d'onde, la bifurcation et le décalage temporel du maximum du paquet d'ondes) [7, 8] ou en termes d'étalement de ses différents composantes spectrales [9, 10] font l'objet de sérieuses critiques [14, 15, 21, 22]. Une des interprétations les plus raisonnables de cet effet consiste à considérer que la durée de la traversée d'une barrière par effet tunnel n'est pas un temps de propagation, mais plutôt le temps nécessaire à l'écoulement de l'énergie stockée dans la barrière [15]. Dans ces conditions, les modes évanescents à l'intérieur de la barrière peuvent être associés à des photons virtuels n'existant pas au-delà des limites de cette dernière [14, 23].

Bien que la vitesse de groupe du paquet d'ondes se propageant à l'intérieur d'un cristal photonique puisse être supérieure à la vitesse de la lumière  $c$ , et même négative [12], la vitesse de propagation de l'énergie ne dépasse jamais la vitesse de la lumière dans le vide. L'apparition d'une avance supraluminique ou d'un retard subluminaire du pic d'impulsion à l'intérieur du cristal photonique ou à sa sortie est due à l'interférence entre les multiples ondes réfléchies [12]. De plus, il a été montré que la cohérence de l'impulsion peut

également faire passer la vitesse de crête de l'impulsion d'un régime supraluminique à un régime subluminaire dans des cristaux photoniques 1D [13]. Récemment, l'effet Hartman a été étudié théoriquement dans un cristal photonique 1D avec une couche défaut dopée par un système atomique à trois niveaux [24-26], où il est possible de contrôler la transition d'une avance supraluminique à un retard subluminaire.

Cependant, les travaux cités ci-dessus ne se sont pas intéressés à la possibilité de régler le retard du paquet d'ondes et sa vitesse de crête en utilisant la valeur initiale la modulation de fréquence de l'impulsion d'entrée, ni à l'influence de l'amplification dans un cristal photonique sur la transmission de l'impulsion.

Dans cette sous-section, nous étudions l'effet tunnel pour une impulsion électromagnétique gaussienne de longue durée (environ 100  $\mu$ s) et modulée en fréquence qui traverse un cristal photonique actif 1D. Nos objectifs sont les suivants : i) étudier l'influence de la modulation de fréquence du signal incident sur son retard temporel ; ii) étudier le rôle de l'amplification dans l'effet Hartman ; iii) analyser les conditions de propagation des pics d'impulsions sub- et supraluminiques.

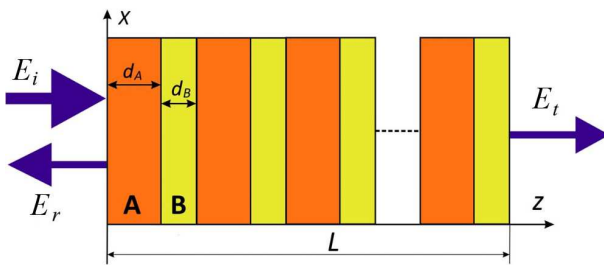
### D.I.2. Effet tunnel pour une impulsion modulée en fréquence à travers un cristal photonique

On considère ici un cristal photonique diélectrique à deux composants de taille finie et de structure régulière  $(AB)^N$  avec une période  $D=d_A+d_B$ , où  $d_A$  et  $d_B$  sont les épaisseurs des couches respectivement A et B. Nous considérons l'incidence normale des OEMs sur la surface gauche du cristal photonique présentée schématiquement sur la figure D1. Les couches du cristal photonique sont situées parallèlement au plan  $(xy)$  et sont supposées infinies dans les directions  $x$  et  $y$ , et l'axe  $z$  est normal aux interfaces. L'épaisseur totale du cristal photonique est  $L = DN$ . Les indices de réfraction des constituants du cristal photonique sont  $n_A = n_0 - \tilde{n}$  et  $n_B = n_0 + \tilde{n}$ , où  $n_0$  est l'indice de réfraction moyen, et  $\tilde{n}$  est l'écart à cette valeur moyenne.

La variation périodique de l'indice de réfraction dans le cristal photonique peut être écrite comme

$$n(z) = n_A + (n_B - n_A) \sum_{m=1}^N [\theta(md_A - z) - \theta(md_A + md_B - z)]. \quad (D1)$$

Ici  $\theta(z)$  est la fonction échelon de Heaviside. En supposant une petite différence entre les indices de réfraction des couches, c'est-à-dire  $\tilde{n} \ll n_0$ , nous utilisons l'approche en modes couplés [27] pour calculer le coefficient de transmission.



**Figure D1.** Schéma d'un cristal photonique de structure  $(AB)^N$ . Ici,  $E_i$ ,  $E_r$ , et  $E_t$  désignent respectivement les champs électriques des ondes incidente, réfléchie et transmise.

Le champ électrique à l'intérieur du cristal photonique peut être présenté comme une superposition des ondes allant dans des directions opposées :  $E(z) = E^+(z)\exp(i\beta z) + E^-(z)\exp(-i\beta z)$ . La variation périodique de l'indice de réfraction entraîne la réflexion de l'onde incidente d'amplitude  $E^+(z)$ , se propageant le long de la direction  $z$ , dans l'onde  $E^-(z)$ , qui se propage dans la direction opposée. Cette onde se réfléchit à son tour dans l'onde suivant l'axe  $z$ , etc. La présence de l'amplification dans le système est prise en compte *via* son incrément moyen  $\alpha$ . Dans ce cas, la dynamique des OEMs peut être décrite par l'ensemble d'équations :

$$\frac{\partial E^+}{\partial z} - \alpha E^+ = i\sigma E^+ \exp(2i\delta z), \quad \frac{\partial E^-}{\partial z} + \alpha E^- = -i\sigma E^- \exp(-2i\delta z), \quad (\text{D2})$$

où  $\sigma \approx (n_A - n_B)\omega / (\pi c) \sin(\pi d_A / D)$  est la constante de couplage entre les ondes se propageant parallèlement et antiparallèlement à l'axe  $z$ , le paramètre  $\delta \approx (n_A + n_B)\omega / (2c) - \pi / D$  décrit le désaccord de phase. Des conditions aux limites pour l'ensemble d'équations (D2) peuvent être présentées comme  $E^+(0) = E_0$ ,  $E^-(L) = 0$ . Ainsi, le coefficient de transmission est le rapport des amplitudes des ondes transmises et incidentes, et peut être écrit comme

$$T = |T| \exp(-i\phi'_T) = \frac{s \exp(-i\beta_0 L)}{s \operatorname{ch}[sL] - (\alpha - i\delta) \operatorname{sh}[sL]}, \quad (\text{D3})$$

où  $s = \sqrt{\sigma^2 + (\alpha - i\delta)^2}$ , et  $\beta_0 = \omega_B / 2c$  est le vecteur d'onde, la fréquence angulaire  $\omega_B$  satisfait la condition de Bragg pour la structure considérée, et  $\phi'_T$  est la phase du coefficient de transmission complexe.

Considérons une impulsion d'enveloppe temporelle  $E(t)$ , se propageant avec la fréquence angulaire porteuse  $\omega_0$ . L'enveloppe temporelle  $E_T(t)$  de l'impulsion transmise peut être calculée en utilisant la transformée de Fourier inverse de la convolution de la transformée de Fourier de l'impulsion initiale  $\hat{E}_{in}(\Omega)$  avec le coefficient de transmission complexe  $T(\omega)$  comme :

$$E_T(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{E}_{in}(\Omega) T(\omega_0 + \Omega) \exp(i\Omega t) d\Omega, \quad \Omega = \omega - \omega_0, \quad (\text{D4})$$

$$\tilde{E}_{in}(\Omega) = \int_{-\infty}^{\infty} E(t) \exp(-i\Omega t) dt.$$

Le coefficient de transmission complexe  $T(\omega)$  peut s'écrire sous la forme

$$T(\omega) = \exp(-i\Phi_T(\omega)) = \exp[-i(\phi'_T(\omega) - i\phi''_T(\omega))], \quad \phi''_T(\omega) = -\ln|T(\omega)|. \quad (\text{D5})$$

Les expressions approximatives de  $E_T(t)$  et du retard de propagation de l'impulsion dans le cristal phonique peuvent être obtenus *via* le développement en série de Taylor de  $T(\omega)$  au voisinage de  $\omega_0$  :

$$\Phi_T(\omega) \approx \Phi_T(\omega_0) + \Omega \left. \frac{\partial(\phi'_T - i\phi''_T)}{\partial \omega} \right|_{\omega=\omega_0} + \frac{\Omega^2}{2} \left. \frac{\partial^2(\phi'_T - i\phi''_T)}{\partial \omega^2} \right|_{\omega=\omega_0} + \dots \quad (\text{D6})$$

Supposons que l'impulsion gaussienne initiale a le chirp linéaire  $C = a\tau_0^2$  avec une vitesse constante  $a(t) = \text{const}$  de la modulation de la fréquence :

$$E(t) = E_0 \exp\left[-\frac{(1+iC)t^2}{2\tau_0^2}\right], \quad (\text{D7})$$

où  $\tau_0$  est la durée d'impulsion. En négligeant les termes de la série de Taylor supérieurs au second ordre dans l'équation (D6), l'enveloppe temporelle de l'impulsion émise a la forme gaussienne [31] :

$$E_T(t) = \rho(t) \exp(i\phi(t)), \quad (\text{D8a})$$

$$2\phi(t) = \frac{S\tau_s^2 + 2\tau_s K_i(1+S^2) + K_i^2 S(1+S)}{\tau_p^2} - \arctan(S+C) - 2\phi'_T(\omega_0), \quad (\text{D8b})$$

$$\rho(t) = E_0 |T(\omega_0)| \exp \left[ K_i^2 (1 + S^2) \tau_p^{-2} \right] \left( \frac{\tau_0}{\tau_p} \right)^{1/2} \exp \left[ -\frac{\tau_s^2}{\tau_p^2} \right], \quad (\text{D8c})$$

$$S = \frac{(1 + C^2) D_r - C \tau_0^2}{(1 + C^2) D_i + \tau_0^2}, \quad (\text{D9a})$$

$$\chi_1 = (C D_r - D_i) \tau_0^{-2}, \quad \chi_2 = (C D_i - D_r) \tau_0^{-2}, \quad (\text{D9b})$$

$$\tau_p = \tau_0^2 \left( \frac{(1 - \chi_1)^2 + \chi_2^2}{\tau_0^2 + D_i (1 + C^2)} \right)^{1/2}, \quad (\text{D9c})$$

où  $\tau_p$  est la durée d'impulsion transmise, et  $K_i = \partial \phi'_T / \partial \omega$ ,  $K_r = \partial \phi'_R / \partial \omega$ ,  $D_i = \partial^2 \phi'_T / \partial \omega^2$ ,  $D_r = \partial^2 \phi'_R / \partial \omega^2$ .

Le retard temporel du maximum de l'enveloppe est défini comme

$$\tau_s = t - K_i(\omega_0) - S K_r(\omega_0) = t - \left. \frac{\partial \phi'_T}{\partial \omega} \right|_{\omega=\omega_0} - S \left. \frac{\partial \ln |T|}{\partial \omega} \right|_{\omega=\omega_0}. \quad (\text{D10})$$

La position de la fréquence porteuse dans le spectre de bande interdite du cristal photonique définit fondamentalement le décalage temporel du maximum de l'impulsion. Le temps  $\tau_s$  est analogue au temps dans un référentiel co-mobile dans un milieu dispersif. Il convient de noter que les dérivées deuxièmes  $D_i$  et  $D_r$  sont d'environ 10 à 11 ordres de moins que les dérivées premières  $K_i$  et  $K_r$ . Ainsi, en négligeant les dérivées deuxièmes dans les équations (D9), on peut obtenir le paramètre  $s \approx -C$ , et la durée de l'impulsion est conservée lors de la transmission à travers le cristal photonique :  $\tau_p = \tau_0$ .

Dans [14, 23] le retard de l'impulsion transmise à travers le cristal photonique a été calculé en négligeant le troisième terme  $\partial \ln |T| / \partial \omega|_{\omega=\omega_0}$  de l'équation (D10), qui tend vers zéro pour des impulsions sans chirp et pour des fréquences éloignées du bord de la bande interdite. Dans ce cas, le retard peut s'écrire :

$$\tau_d = \left( \partial \phi'_T / \partial \omega \right) \Big|_{\omega=\omega_0}. \quad (\text{D11})$$

En tenant compte de l'équation (D3), le retard  $\tau_d$  à l'intérieur de la bande interdite ( $\delta < \sigma$ ) pour le cristal photonique passif ( $\alpha = 0$ ) peut être écrit comme [25] :

$$\tau_d = \frac{n_0 L}{c} \left[ \frac{(\sigma / s)^2 \tanh(sL) / sL - (\delta / s)^2 \operatorname{sech}^2(sL)}{1 + (\delta / s)^2 \tanh^2(sL)} \right]. \quad (\text{D12})$$

Dans le cas limite d'une barrière infinie  $L \rightarrow \infty$ , le retard converge vers la quantité finie  $\tau_d = n_0 / sc$ , et au centre de la bande interdite (pour  $\delta = 0$ ) le retard est  $\tau_d = n_0 / \sigma c = \Omega_c^{-1}$ , où  $\Omega_c$  est la largeur de la bande interdite. Le paradoxe de la vitesse infinie d'effet tunnel peut être résolu de telle sorte que le retard ne doit pas être considéré comme le temps de transmission de l'impulsion à travers la barrière. La taille spatiale de l'impulsion est supérieure à la largeur de barrière  $L$ , et l'impulsion se propage de manière quasi-statique. En conséquence, la distribution du champ à l'intérieur de la barrière est stationnaire. En ce sens, le cristal photonique présente une analogie avec un condensateur, et le retard est le rapport entre l'énergie moyenne stockée et la puissance d'entrée [29]. L'énergie de l'OEM à l'intérieur de la bande interdite est concentrée près de la surface de la barrière et la densité de l'énergie décroît rapidement avec la longueur de la barrière. Ainsi, l'énergie stockée dans le cristal photonique, pour un  $L$  relativement grand, tend vers une valeur finie, c'est-à-dire que le cristal photonique devient saturé. C'est précisément ce fait qui explique la saturation du

retard.

### D.I.3. Retard d'une impulsion non-modulée en fréquence dans un cristal photonique actif

Tout d'abord, nous étudions l'influence de l'amplification sur le spectre du cristal photonique et sur le retard de l'impulsion sans chirp en régime tunnel. Ensuite, nous comparerons ces résultats avec ceux obtenus pour des impulsions modulées en fréquence.

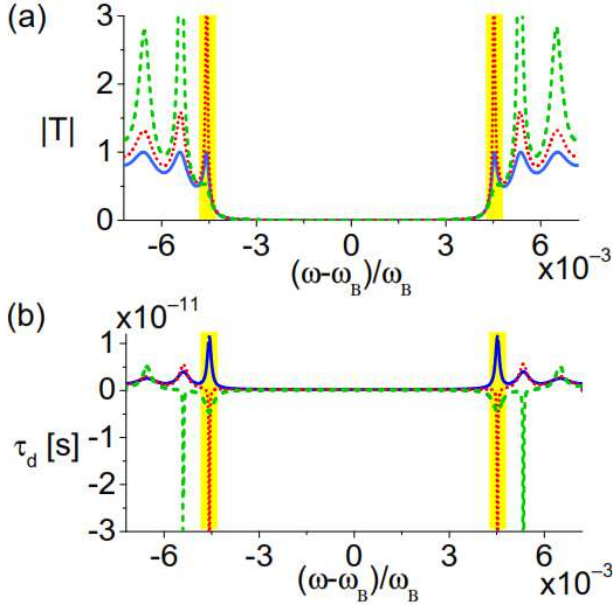
Le retard  $\tau_d$  au milieu de la bande interdite ne change pas pour l'essentiel en tenant compte de l'amplification dans le cristal photonique actif. La réflexion de Bragg ne permet pas la pénétration des OEMs de fréquences angulaires  $\omega \approx \omega_B$  dans les profondeurs de la structure, et la capacité énergétique du cristal photonique à ces fréquences ne change pratiquement pas. Par contre, aux bords de la bande interdite on peut observer des effets liés au changement de  $\tau_d$ . Pour  $\omega_B$  près de ces fréquences, la dérivée  $\partial \ln |T| / \partial \omega|_{\omega=\omega_0}$  ne peut pas être négligée, et pour le calcul de  $\tau_d$  il faut utiliser l'équation (D10). Cependant, pour des impulsions non-modulées en fréquence, le paramètre  $s \ll 1$  (voir l'équation (D9)), et le retard du maximum de l'impulsion émise peut être estimé par l'équation (D11).

La figure D2 montre les spectres de la transmission  $|T(\omega)|$  et du retard  $\tau_d$  calculées selon l'équation (D11) pour les cristaux photoniques passif et actifs illustrés sur la figure D1 avec les paramètres de milieu  $n_0 = 3$ ,  $\tilde{n} = 0,02$ . Ces valeurs correspondent à des structures semiconductrices à base de  $\text{Al}_{0,7}\text{Ga}_{0,3}\text{As}$ , typiquement utilisées à la fréquence angulaire  $\omega_B = 1,2566$  rad.PHz correspondant à la longueur d'onde dans le vide d'environ  $1,5 \mu\text{m}$  [30]. Les épaisseurs des couches  $A$  et  $B$  sont  $d_A = 124,2$  nm et  $d_B = 125,8$  nm, et le nombre de périodes du cristal photonique est  $N = 600$ . Les courbes bleues montrent les caractéristiques de transmission du cristal photonique passif ( $\alpha = 0$ ), et les courbes rouge et verte correspondent à celles du cristal photonique avec les coefficients d'amplification resp.  $\alpha L = 0,15$  et  $\alpha L = 0,45$ . Pour ces paramètres, la largeur de la bande interdite est d'environ  $\Omega_c \approx 0,009\omega_B$ , soit  $11,31$  rad.THz.

Comme on peut le voir à partir de l'équation (D3), lorsque la constante de couplage des ondes se propageant parallèlement et antiparallèlement à l'axe  $z$  devient égale au paramètre de désaccord de phase  $\delta$ , le spectre du coefficient de transmission complexe  $T(\omega)$  du cristal photonique passif présente un point singulier où le dénominateur de l'équation (D3) devient zéro, donc  $|T| \rightarrow \infty$ , donc la production de l'énergie n'a pas besoin de la présence du rayonnement d'entrée, c'est-à-dire que la génération d'une OEM a lieu. Il est à noter que chaque point singulier correspond à l'un de modes du laser à rétroaction distribuée [27]. Au point de génération, le retard augmente jusqu'à l'infini, car le cristal photonique rayonne à une énergie d'entrée nulle. L'augmentation de l'amplification conduit à un décalage du point singulier de  $T(\omega)$  vers les hautes fréquences au bord de la bande interdite haute fréquence, correspondant à  $\delta > \sigma$ , tandis qu'au bord de la bande interdite basse fréquence le point singulier se déplace vers les basses fréquences (courbes pointillées sur la figure D2).

De l'équation (D12) il s'ensuit que pour le cristal photonique passif dans la région de fréquence où  $\delta \rightarrow \sigma$ , le retard de l'impulsion transmise augmente jusqu'à la valeur correspondant au temps de transmission de l'OEM se propageant à travers le cristal photonique avec la vitesse de la lumière au milieu,  $\tau_d = n_0 L / c$ . Dans le cristal photonique actif,  $\tau_d$  augmente dans des bandes spectrales qui correspondent à  $\delta \approx \sigma$ . Ce fait peut s'expliquer par une pénétration importante du rayonnement de la fréquence à laquelle  $\sigma = \delta$ , dans la structure, ainsi que par des réflexions multiples dans cette bande et par l'augmentation de la capacité énergétique du cristal photonique. Il convient de noter que dans la région de fréquence avant le point singulier, la phase  $\phi'_r$  change rapidement et sa dérivée  $\partial \phi'_r / \partial \omega$  peut changer de signe, ce qui signifie

la possibilité de valeurs négatives pour  $\tau_d$ .



**Figure D2.** Les spectres des valeurs absolues du coefficient de transmission  $|T(\omega)|$  (a) et du retard  $\tau_d$  de l'impulsion émise (b) pour le cristal photonique passif ( $\alpha = 0$ ) (courbes bleues) et pour le cristal photonique actif avec les coefficients d'amplification  $\alpha L = 0,15$  et  $\alpha L = 0,45$  (resp. courbes rouges et vertes).

D'après l'équation (D10), le retard dépend de la dispersion  $(\partial \phi'_r / \partial \omega)|_{\omega=\omega_0}$  de la phase du coefficient de transmission. En tenant compte du terme  $-S \partial \ln |T| / \partial \omega|_{\omega=\omega_0}$  dans l'équation (D10), on peut voir que la valeur de  $\tau_d$  est définie non seulement par les paramètres constitutifs du cristal photonique, mais aussi par les propriétés initiales de l'impulsion, en particulier sa modulation de fréquence, c'est-à-dire le chirp.

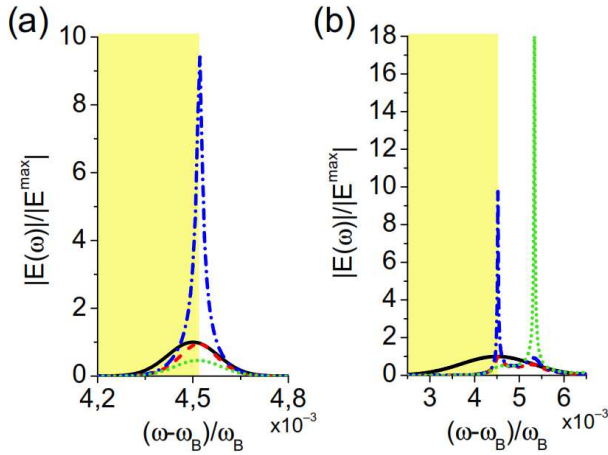
#### D.I.4. Retard d'une impulsion modulée en fréquence à la traversée d'un cristal photonique

Dans cette section, nous étudions l'influence du chirp de l'impulsion d'entrée sur les propriétés de l'impulsion transmise. Nous résolvons l'équation (D2) pour l'impulsion d'entrée gaussienne définie par l'équation (D4) pour la durée d'impulsion  $\tau_0 = 10^{-4}$  s avec la modulation de fréquence linéaire  $C \sim 10^8$  et comparons les résultats avec ceux obtenus pour l'impulsion non-modulée en fréquence mais avec la même largeur de spectre. La durée d'une telle impulsion sans modulation de fréquence peut être estimée par l'expression  $\tau'_0 = \tau_0 \sqrt{1 + C^2} \approx \tau_0 / C = 10^{-12}$  s.

Les figures D3a et D3b montrent les densités spectrales normalisées des impulsions avec une vitesse de modulation de fréquence respectivement égale à  $a = 10^{15}$  s $^{-2}$  et  $a = 10^{16}$  s $^{-2}$ . Les courbes noires correspondent aux densités spectrales  $|\tilde{E}_{in}(\Omega)| / |\tilde{E}_{in}^{\max}|$  des impulsions d'entrée, et les courbes rouges, bleues et vertes correspondent aux densités spectrales  $|\tilde{E}_T(\Omega)| / |\tilde{E}_T^{\max}|$  des impulsions transmises, pour un cristal photonique avec un paramètre d'amplification égal à  $\alpha = 0$ ,  $\alpha L = 0,15$ , et  $\alpha L = 0,45$ . La fréquence porteuse de l'impulsion d'entrée  $\omega_0 = 1,2623$  rad.PHz est proche du bord de la bande interdite, et la durée de l'impulsion d'entrée est  $\tau_0 = 10^{-4}$  s. Les zones colorées en jaune montrent la bande interdite.

Pour une impulsion d'entrée avec une vitesse de modulation de fréquence  $a = 10^{15}$  s $^{-2}$ , l'augmentation du coefficient d'amplification conduit à une diminution du pic de  $|\hat{E}_T(\Omega)|$  au bord de la bande interdite [figure D3a], lorsque le point singulier discuté ci-dessus se déplace vers les hautes fréquences [figure D2a], et la composante haute fréquence de l'impulsion n'est pas beaucoup améliorée. Pour une impulsion avec un

plus grand chirp,  $a = 10^{16} \text{ s}^{-2}$ , la composante haute fréquence de l'impulsion est renforcée à la transmission, comme on peut le voir en comparant les courbes rouge, bleue et verte sur la figure D3b. Ce fait se traduit par l'apparition du deuxième pic à une fréquence supérieure à celle du bord de la bande interdite. En comparant les courbes vertes sur la figure D3, on peut voir qu'une impulsion avec un chirp relativement faible est transmise sans aucun remodelage (*reshaping*) important.



**Figure D3.** Densités spectrales normalisées  $|\tilde{E}_in(\Omega)|/|\tilde{E}_in^{max}|$  et  $|\tilde{E}_T(\Omega)|/|\tilde{E}_in^{max}|$  des impulsions d'entrée (courbes noires) et transmise pour le cristal photonique avec les coefficients d'amplification  $\alpha = 0$ ,  $\alpha L = 0,15$  et  $\alpha L = 0,45$  (resp. courbes noires, bleues et vertes), pour la vitesse de modulation  $a = 10^{15} \text{ s}^{-2}$  (a) et  $a = 10^{16} \text{ s}^{-2}$  (b). La fréquence porteuse de l'impulsion d'entrée est  $\omega_0 = 1,2623 \text{ rad.PHz}$ , et la durée de l'impulsion d'entrée est  $\tau_0 = 10^{-4} \text{ s}$ . Les zones en jaune montrent la bande interdite.

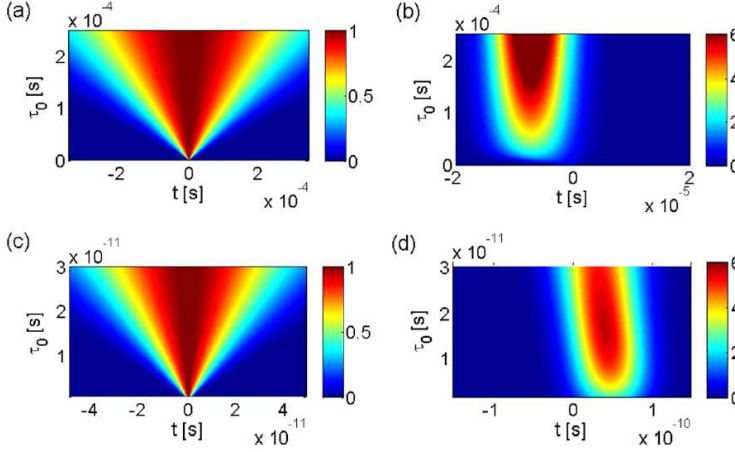
Nous limitons l'examen ultérieur au cas où l'impulsion gaussienne d'entrée est suffisamment étroite pour exclure un fort remodelage de son front pendant la transmission, comme discuté ci-dessus. Il est à noter que l'équation (D10) pour le retard temporel est inapplicable pour un remodelage fort de l'impulsion émise car la forme de l'enveloppe temporelle n'est plus une forme gaussienne, comme cela a été supposé en dérivant l'expression analytique par l'équation (D10).

Il convient de noter que, étant donné que le spectre de l'impulsion émise est défini à la fois par le spectre de l'impulsion d'entrée et par le spectre de transmission  $|\tilde{E}_{out}(\Omega)|/|\tilde{E}_in(\Omega)T(\Omega)|$ , la coïncidence des densités spectrales des impulsions d'entrée  $|\tilde{E}_in(\Omega)|$  avec et sans chirp entraîne la coïncidence des densités spectrales des impulsions émises correspondantes. Ainsi, les impulsions avec des chirps différents mais avec des largeurs de spectre égales sont indiscernables. Cependant, la différence de phase de  $\tilde{E}_in(\Omega)$  conduit à une différence significative dans les formes des enveloppes temporelles des impulsions transmises.

Cette situation est illustrée sur la figure D4, où nous présentons l'évolution des enveloppes temporelles sans dimension avec le temps et la durée  $\tau_0$  de l'impulsion d'entrée pour les spectres égaux des impulsions incidentes avec et sans chirp (resp. les figures D4a, D4b et D4c, D4d). La couleur représente les valeurs de l'enveloppe temporelle d'entrée  $|E_in(t)|/E_0$  (figures D4a et D4c) et des impulsions transmises  $|E_out(t)|/E_0$  [figures D4b et D4d] pour la fréquence porteuse  $\omega_0 = 1,2623 \text{ rad.PHz}$  au bord haute fréquence de la bande interdite. La vitesse de modulation de fréquence est  $a = 5.10^{15} \text{ s}^{-2}$ , et le coefficient d'amplification est  $\alpha L = 0,15$ .

Les deux impulsions (avec et sans chirp) voient initialement leurs composantes spectrales augmenter dans le cristal photonique actif. Dans le cas de l'impulsion avec un chirp [figure D4b], ces composantes appartiennent au front montant de l'impulsion d'entrée de longue durée [figure D4a]. L'impulsion émise perd des composantes basses fréquences filtrées par la structure. Par conséquent, on peut voir que le maximum de l'impulsion émise est situé avant le maximum de l'impulsion d'entrée, c'est-à-dire que le retard temporel négatif de l'impulsion émise a lieu (comparer les figures D4a et D4b). Le remodelage de l'enveloppe temporelle est provoqué non seulement par l'amplification dans le cristal photonique mais également

par la filtration de composantes spectrales réparties sur une période de l'impulsion. Pour la modulation de fréquence linéaire inversée ( $C < 0$ ), le retard temporel est positif, causé par la coupure du front montant de l'impulsion et l'accentuation du front descendant (*trailing*) de l'impulsion. Le retard dépend du chirp, ainsi l'équation (D11) ne peut plus être utilisé pour le calcul de  $\tau_d$ . En première approximation, on peut utiliser l'équation (D10). Il convient de mentionner que la durée de l'impulsion transmise est inférieure à la durée de l'impulsion d'entrée. Ce n'est que conventionnellement que ce fait peut être traité comme une « compression », car l'impulsion transmise n'est pas une transformation complète de celle d'entrée. L'origine de la « compression » est liée au fait que la bande de fréquence émise est localisée dans un intervalle de temps étroit sur le front montant de l'impulsion.



**Figure D4.** Évolution des enveloppes temporelles  $E(t)/E_0$  avec la durée  $\tau_0$  de l'impulsion incidente : l'impulsion d'entrée avec la vitesse de modulation de fréquence  $a = 5.10^{15} \text{ s}^{-2}$  (a) et l'impulsion d'entrée de courte durée sans chirp (c) (ici la plage de durée de l'impulsion d'entrée correspond à celle de l'impulsion avec un chirp de même largeur spectrale) ; l'impulsion émise avec un chirp (b) et sans chirp (d). La fréquence porteuse de l'impulsion d'entrée est au bord de la bande interdite  $\omega_0 = 1,2623 \text{ rad.PHz}$ .

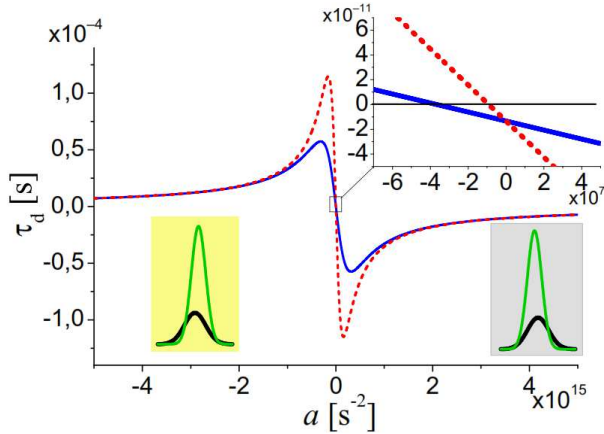
Considérant la transmission des impulsions plus courtes mais sans chirp (figures D4c et D4d), il est à noter que le retard n'est défini que par la dispersion du coefficient de transmission complexe  $T(\omega)$ . Les composantes spectrales transmises sont uniformément réparties par la durée de l'impulsion incidente. Au cours de réflexions multiples à l'intérieur du cristal photonique, l'impulsion transmise est formée sur la base de ces composantes. En raison de la dispersion de  $T(\omega)$ , l'impulsion transmise subit l'étalement de la dispersion et devient modulée en fréquence. Un rétrécissement significatif du spectre de l'impulsion émise par rapport à l'impulsion d'entrée ainsi que l'étalement de la dispersion provoquent l'augmentation de la durée de l'impulsion émise [comparer les figures D4c et D4d]. Comme il a été mentionné ci-dessus, le retard temporel du maximum des impulsions transmises peut être estimé en utilisant l'équation (D11). En raison de l'amplification du cristal photonique, la puissance de crête de l'impulsion transmise est supérieure à la puissance de crête de l'impulsion d'entrée (figures D4a, D4b et D4c, D4d).

Ainsi, la modulation de fréquence de l'impulsion permet d'inverser le retard de l'impulsion émise et de diminuer sa durée, contrairement à l'impulsion sans chirp.

La figure D5 présente le retard  $\tau_d$  de l'impulsion gaussienne en fonction de la vitesse de modulation de fréquence pour deux valeurs de la durée de l'impulsion d'entrée  $\tau_0 = 10^{-4} \text{ s}$  et  $\tau_0 = 2.10^{-4} \text{ s}$  (courbes respectivement bleue et rouge). Le coefficient d'amplification du cristal photonique est  $\alpha L = 0,15$ , et la fréquence porteuse de l'impulsion est au bord de la bande interdite  $\omega_0 = 1,2623 \text{ rad.PHz}$ . On peut distinguer deux régions de  $a$  où les caractéristiques de l'impulsion émise sont similaires. Conformément à la discussion présentée ci-dessus, l'impulsion avec un chirp positif ( $a > 0$ ) subit un retard négatif. Cependant,  $\tau_d < 0$  peut également se produire pour la vitesse de modulation de fréquence négative jusqu'au troisième terme de l'équation (D10),  $S(\partial \ln |T| / \partial \omega)|_{\omega=\omega_0}$ , commence à donner un impact significatif à  $\tau_d$ . La composante du décalage temporel, qui est proportionnelle à  $\partial \phi_T / \partial \omega$ , ne dépend pas du chirp et sa valeur est d'environ  $10^{-11} \text{ s}$  (figure D2b). Ce terme domine dans le cas d'un faible chirp. À noter que pour l'impulsion avec



$\tau_0 = 10^{-4}$  s ( $\tau_0 = 2 \cdot 10^{-4}$  s), le retard est positif pour une vitesse négative de modulation de fréquence jusqu'à  $a = -3,7 \cdot 10^7$  s $^{-2}$  ( $a = -0,9 \cdot 10^7$  s $^{-2}$ ), comme on peut le voir dans l'encart au-dessus de la figure D6. En l'absence de modulation de fréquence ( $a = 0$ ) le retard est négatif. Les encarts en desous de la figure D5 montrent les relations typiques entre la puissance crête de l'entrée (courbes noires) et les impulsions transmises (courbes vertes) (les proportions ne sont pas conservées) pour chaque région de  $\tau_d$  avec le même comportement : les zones jaune et grise correspondent respectivement à  $\tau_d > 0$  et  $\tau_d < 0$ .



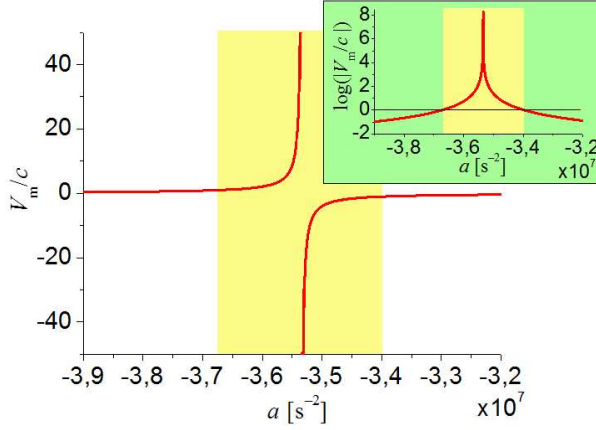
**Figure D5.** Le retard  $\tau_d$  de l'impulsion émise en fonction de la vitesse  $a$  de modulation de fréquence pour les durées de l'impulsion d'entrée  $\tau_0 = 10^{-4}$  s (courbe bleue) et  $\tau_0 = 2 \cdot 10^{-4}$  s (courbe rouge) pour  $\omega_0 = 1,2623$  rad·PHz. Les encarts montrent les enveloppes temporelles typiques des impulsions d'entrée et transmises (resp. courbes noires et vertes) dans chaque région représentée avec les zones jaunes et grises.

La dépendance du retard à la vitesse de modulation de fréquence n'est pas monotone. Premièrement, la valeur absolue de  $\tau_d$  augmente avec l'augmentation de  $|a|$ . Dans cette région de la vitesse de modulation de fréquence, l'enveloppe temporelle de l'impulsion transmise se forme en raison du décalage temporel de l'impulsion gaussienne qui donne lieu à l'effet tunnel. L'augmentation supplémentaire de la valeur absolue de la vitesse de modulation de fréquence ( $|a| > 10^{14}$  s $^{-2}$ ) entraîne une diminution de  $|\tau_s|$ . Un tel comportement peut être expliqué comme suit : la coordonnée temporelle des composantes de fréquence d'émission de l'impulsion avec l'augmentation du chirp se rapproche du maximum de l'impulsion d'entrée (à  $t = 0$ ). Pour  $|a| > 5 \cdot 10^{15}$  s $^{-2}$  (pour le système considéré) les composantes spectrales, qui appartiennent à une partie étroite du front de l'impulsion d'entrée, s'élargissent et l'influence du décalage temporel  $\tau_d$  devient négligeable. En conséquence, la forme de l'impulsion transmise se déforme et le deuxième pic émerge [figure D3b]. Ainsi, le changement de la vitesse de modulation de fréquence permet d'accorder le retard de l'impulsion émise.

Le chirp de l'impulsion peut également être modifié par une variation de la durée de l'impulsion d'entrée. On peut voir que l'augmentation de  $\tau_0$  entraîne une augmentation de la valeur absolue de  $\tau_s$  pour  $|a| < 0,75 \cdot 10^{15}$  s $^{-2}$ . Pour de grandes valeurs de la vitesse de modulation de fréquence, l'influence de  $\tau_0$  sur  $\tau_d$  est négligeable. Il est à noter que l'augmentation de la durée de l'impulsion d'entrée diminue cette valeur de  $a$ , ce qui correspond à une déformation non gaussienne de l'impulsion émise.

La valeur définie du retard de l'impulsion permet d'estimer la vitesse de propagation du pic de l'impulsion à travers le cristal photonique d'épaisseur  $L$  comme  $V_m = L/t_m$ . Le temps  $t_m$  est le temps auquel la densité de l'énergie atteint son maximum, et est lié au retard *via*  $\tau_d = t_m - t_{vac}$ , où  $t_{vac}$  est le temps de propagation de l'OEM sur la même distance  $L$  dans le vide. Il est bien connu qu'au voisinage du bord de la bande interdite, la vitesse de groupe de l'OEM chute [18, 21] à des valeurs bien inférieures à la vitesse de la lumière dans le vide. Il convient de souligner qu'en général, l'apparence des paquets d'ondes supraluminiques est liée aux impulsions avec un front avant assez plat, par exemple, aux impulsions de forme exponentielle [31]. Néanmoins, en utilisant la modulation de fréquence de l'impulsion gaussienne, il est possible d'augmenter  $V_m$  et même de dépasser la vitesse de la lumière dans le vide. La propagation du pic supraluminique a lieu lorsque  $|t_m| < t_{vac}$ . En prenant en compte les équations (D9) et (D10), on peut trouver la région de la vitesse de modulation de fréquence, où  $V_m > c$  :

$$\frac{\partial \phi' / \partial \omega}{\tau_0^2 \partial \ln |T| / \partial \omega} < a < \frac{2t_{vac} + \partial \phi' / \partial \omega}{\tau_0^2 \partial \ln |T| / \partial \omega} \quad (D13)$$



**Figure D6.** La vitesse du pic normalisée  $V_m/c$  en fonction de la vitesse de modulation de fréquence  $a$ . La durée de l'impulsion d'entrée est  $\tau_0 = 10^{-4}$  s et la fréquence porteuse est  $\omega_0 = 1,2623$  rad.PHz. L'encart montre  $|V_m/c|$  en échelle logarithmique.

Pour le système considéré, pour  $\omega_0$  au bord de la bande interdite haute fréquence et  $\tau_0 = 10^{-4}$  s, la condition (D13) est satisfaite dans l'intervalle  $-3,6717 \cdot 10^7 \text{ s}^{-2} < a < -3,3967 \cdot 10^7 \text{ s}^{-2}$ , comme le montrent les zones jaunes de la figure D6. Comme on peut le voir sur la figure D6, la vitesse maximale peut être à la fois positive et négative. Cette dernière se produit lorsque le maximum de l'impulsion transmise se forme avant la formation du pic de l'impulsion d'entrée [31, 32]. Au voisinage de  $\tau_d = -t_{vac}$  (c'est-à-dire lorsque  $t_m = 0$ ), la  $V_m$  montre une croissance rapide avec l'augmentation de la vitesse de modulation de fréquence, et la discontinuité et le changement de signe de  $V_m$  ont lieu (encart dans la figure D7). Il convient de noter que la propagation du pic supraluminique ne contredit pas le postulat de la relativité restreinte, car l'information sur le signal est transférée sur son front montant. En dehors de l'intervalle susmentionné, la propagation du pic est subluminique et une augmentation supplémentaire de  $|a|$  conduit à la décroissance de  $V_m$ , ce qui est en accord avec les résultats précédents [18, 21].

### D.I.5. Résumé

Pour conclure, les résultats de nos investigations sont les suivants :

I. Nous avons montré que la présence de l'amplification dans un cristal photonique peut conduire au retard temporel négatif de l'impulsion transmise même en l'absence de modulation de fréquence due au remodelage de l'enveloppe temporelle du paquet d'ondes d'entrée.

II. En changeant la modulation de fréquence, on peut régler efficacement le retard de l'impulsion transmise, en particulier, il est possible de réaliser un retard à la fois positif et négatif.

III. Nous avons également établi des valeurs de la vitesse de modulation de fréquence qui correspondent à la propagation de l'impulsion de crête supraluminique de l'impulsion qui « tunnel ».

La commutation du retard de l'impulsion peut être utile pour la fabrication de dispositifs optoélectroniques de contrôle de l'émission. Les plus prometteurs entre eux sont des dispositifs qui réalisent le retard de l'impulsion contrôlable. De tels dispositifs sont utilisés dans différents circuits optoélectroniques. Nous avons également estimé les valeurs de la vitesse de modulation de fréquence qui correspondent au changement du comportement de vitesse de crête de l'impulsion de subluminique à supraluminique.

Les résultats présentés dans cette section ont été publiés dans la revue à comité de lecture suivante :

1. Yu. S. Dadoenkova, N. N. Dadoenkova, D. A. Korobko, I. O. Zolotovskii, D. I. Sementsov, I. L. Lyubchanskii, "Tunnelling of frequency-modulated wavepackets in photonic crystals with amplification",

*J. Opt.* **18**, 015102 (2016).

En dehors de ces études, je voudrais mentionner l'article suivant sur des sujets connexes, que j'ai publié en co-auteur avec mes collègues de Russie et d'Ukraine :

2. Yu. S. Dadoenkova, N. N. Dadoenkova, I. L. Lyubchanskii, D. I. Sementsov, "Reshaping of Gaussian light pulses transmitted through one-dimensional photonic crystals with two defect layers", *Appl. Opt.* **55**, 3764-3770 (2016).

Nous présentons une étude théorique du remodelage des impulsions optiques sub-picosecondes au voisinage des fréquences de mode de défaut à double pic dans le spectre d'un cristal photonique unidimensionnel avec deux couches défauts et calculons le retard des impulsions transmises. Nous avons utilisé la méthode de la matrice de transfert pour l'évaluation des spectres de transmittivité, et la technique de la transformée de Fourier pour le calcul des enveloppes des impulsions transmises. La remise en forme la plus importante des impulsions a lieu pour des impulsions dont la fréquence porteuse est au centre du mode de défaut et dont le spectre est plus large que la demi-largeur du mode de défaut. Pour des impulsions avec la fréquence porteuse aux pics basse et haute fréquence du mode de défaut, la remise en forme est forte pour des impulsions deux fois plus larges. Le retard temporel maximal de l'impulsion spectralement étroite est de l'ordre de la durée de l'impulsion et démontre des extrema aux fréquences des pics de mode de défaut. Le retard de l'impulsion large ne dépend pas de la fréquence porteuse, mais est supérieur d'un ordre de grandeur à la durée de l'impulsion.

#### Références

1. A. B. Shvartsburg *et al.*, *Phys. Rev. E* **78**, 016601 (2008).
2. T. E. Hartman, *J. Appl. Phys.* **33**, 3427(1962).
3. A. M. Steinberg, P. G. Kwiat, and R. Y. Chiao, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 708 (1993).
4. R. W. Boyd *et al.*, *Phys. Rev. A* **71**, 023801 (2005).
5. V. S. Olkhovsky and E. Recami, *Phys. Rep.* **214**, 339 (1992).
6. S. Longhi, M. Marano, and P. Laporta, *Phys. Rev. E* **64**, 055602 (2001).
7. R.Y. Chiao and A.M. Steinberg, in *Progress in Optics*, Tunneling times and superluminality, Vol. XXXVII, edited by E. Wolf, (Elsevier, Amsterdam, 1997), pp. 345-406.
8. I. O. Zolotovskii, R. N. Minvaliev, and D. I. Sementsov, *Opt. and Spectr.* **109**, 584 (2010).
9. M. Buttiker, *Phys. Rev. B* **27**, 6178 (1983).
10. R. Landauer, *Solid State Comm.* **84**,115 (1992).
11. G. D'Aguanno *et al.*, *Phys. Rev. E* **70**, 016612 (2004).
12. N.-H. Liu *et al.*, *Phys. Rev. E* **65**, 46607 (2002).
13. L.-G. Wang *et al.*, *Phys. Rev. E* **70**, 016601 (2004).
14. H. Winful, *Phys. Rep.* **436**, 1 (2006)
15. M. Scalora *et al.*, *Phys. Rev. E* **54**, R1078 (1996).
16. J. Joannopoulos, R. Meade, and J. Winn, *Photonic Crystals*, (Princeton University Press, 1995).
17. I. L. Lyubchanskii *et al.*, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **36**, R277 (2003).
18. K. Inoue, K. Ohtaka, *Photonic crystals: physics, fabrication and applications* (Springer, Berlin 2010).
19. P. Peng *et al.*, *Sol. St. Comm.* **151**, 400 (2011).
20. D. R. Solli *et al.*, *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* **10**, 075204 (2008).
21. S. Doiron, A. Haché, and H. G. Winful, *Phys. Rev. A* **76**, 023823 (2007).
22. H. G. Winful, *IEEE J. of Selected Topics in Quantum Electronics* **9**, 17 (2003).
23. H. G. Winful, *New J. Phys.* **8**, 101 (2006).
24. M. Sahrai *et al.*, *J. Opt. Soc. Am. B* **32**, 751 (2015).
25. M. Sahrai *et al.*, *Eur. Phys. J. B* **83**,337 (2011).
26. M. Sahrai, B. Esfahlani, *Physica E* **47**, 66 (2013).
27. A. Yariv and P. Yeh, *Optical Waves in Crystals* (Wiley, New York, 1984).
28. I. O. Zolotovskii, D. I. Sementsov, *Opt. and Spectr.* **99**, 81 (2005).
29. H. Winful, *Opt. Express* **10**, 1491 (2002).
30. A. N. Pikhtin, A. D. Yas'kov, *Sov. Phys. Semicond.* **14**, 389 (1980).
31. A. N. Oraevskii, *Phys. Usp.* **41**, 1199 (1998).

32. A. M. Akulshin *et al.*, Phys. Rev. A **67**, 011801(R) (2003).

### D.II. EFFET TUNNEL POUR UNE ONDE DE SPINS EN RÉGIME D'ÉCHANGE : EFFET HARTMAN

L'effet tunnel est un phénomène ondulatoire qui fait référence à différents types d'ondes, y compris également des fonctions d'onde des particules quantiques. L'article de Hartman a initié une énorme activité dans des domaines différents : y compris (i) effet tunnel des paquets d'ondes gaussiennes électromagnétiques dans diverses structures comme des cristaux photoniques, qui a été discuté dans la section précédente, (ii) l'effet tunnel des phonons acoustiques et optiques [1, 2], et (iii) effet tunnel des électrons dans le graphène [3-7]. Pour tous les types d'ondes mentionnées ci-dessus, la saturation du retard de groupe avec l'augmentation de la largeur de la barrière est observée dans les processus d'effet tunnel.

#### D.II.1. Introduction

L'effet Hartman n'a pas encore été étudié dans le cas des ondes de spins, bien que les effets liés à l'effet tunnel, au piégeage et à la maîtrise du temps de propagation ou de la vitesse de propagation des ondes de spins dans des structures magnétiques non uniformes, aient déjà été étudiés théoriquement et expérimentalement. La plupart des études expérimentales ont été réalisées pour des ondes de spins dipolaires dans des structures à base de YIG ou de permalloy. L'effet tunnel de l'onde de spins a été étudié expérimentalement dans des bandes YIG avec une barrière simple [8] (ou double [9]) formée par le champ d'Oersted ou dans une couche de YIG avec un écart mécanique [10]. Il existe également des rapports qui montrent que le retard de groupe ou la vitesse de groupe pour des ondes de spins dans des structures périodiques peuvent être considérablement modifiés par rapport à ceux des systèmes homogènes [11-14].

Nous avons considéré l'effet Hartman pour des ondes de spins traversant une barrière dans une couche magnétique mince avec une anisotropie magnétique perpendiculaire. Nous limitons nos considérations à une région du spectre des ondes de spins dominée par l'interaction d'échange. Nous démontrons théoriquement la saturation du retard de groupe pour des ondes de spins en régime d'échange avec l'augmentation de la largeur de la barrière, ce qui est une signature évidente de l'effet Hartman. La barrière peut être créée par une augmentation locale du champ interne, qui peut être provoquée par un changement (augmentation) de l'anisotropie magnétocristalline à l'intérieur de la barrière. Une telle barrière peut être formée, par exemple, en utilisant un milieu avec une anisotropie supérieure à celle des parties restantes (gauche et droite) de la jonction (appelée ci-après matrice). Cependant, pour réduire la diffusion des ondes de spins aux interfaces barrière/matrice, on peut prendre une couche mince aimantée uniformément d'un milieu à faible amortissement, puis, avec des techniques de gravure, fabriquer une bande étroite d'épaisseur réduite. En recouvrant la couche d'un milieu isolant, on peut induire une anisotropie d'interface, qui en bande étroite peut être différente (renforcée) de celle des autres parties de la structure. En effet, pour une couche (jusqu'à quelques nanomètres d'épaisseur) la principale contribution à l'anisotropie magnétique effective provient des surfaces et/ou interfaces, qui croissent avec la diminution d'épaisseur de la couche.

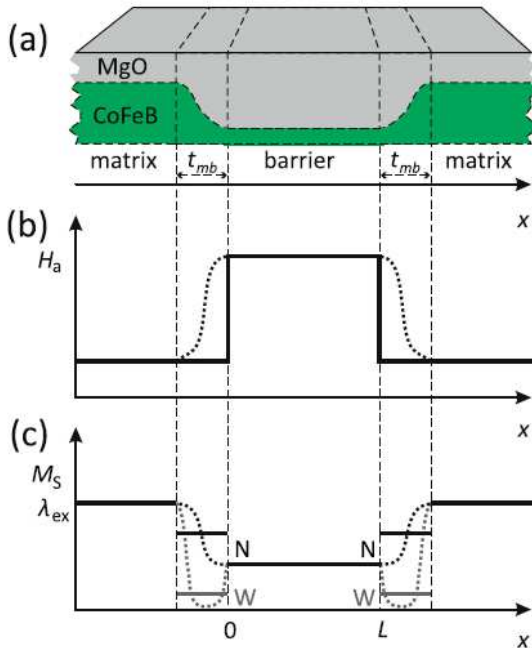
#### D.II.2. Modèle théorique

Le système considéré, présenté schématiquement sur la figure D7a, est planaire. Le champ magnétique externe  $\mathbf{H}_0$  et le champ d'anisotropie effectif  $\mathbf{H}_a(x)$  sont orientés hors du plan. Nous supposons une barrière magnétique unidimensionnelle sous la forme d'une région de bande, dans laquelle (pour  $0 < x < L$ ) le champ d'anisotropie effectif  $\mathbf{H}_a(x)$  est augmenté. La barrière est rectangulaire, c'est-à-dire que  $\mathbf{H}_a$  change brusquement en  $x = 0$  et  $x = L$  [figure D7b]. On suppose également que l'aimantation  $\mathbf{M}_S$  et la longueur d'échange

---

$\lambda_{ex}$  dans la région de la barrière sont modifiées (réduites) en référence aux régions de la matrice ( $x < 0$  et  $x > L$ ), voir figure D7c.

L'épaisseur de la couche magnétique est beaucoup plus petite que la longueur d'onde de spins considérée et est également plus petite que la largeur de la barrière  $L$ . Cela permet de négliger des changements spatiaux de l'amplitude des ondes de spins à travers la couche magnétique (indépendamment du piégeage partiel qui existe en raison de l'anisotropie interfaciale  $K_i$  entre la couche magnétique et la surcouche non magnétique). Pour simplifier notre analyse, nous étudions des ondes de spins se propageant perpendiculairement à la barrière uniquement, ce qui réduit efficacement le problème à une étude unidimensionnelle.



**Figure D7.** Schéma du système considéré. (a) La structure a la forme d'une couche FM constituée d'un milieu à faible amortissement (CoFeB) avec une anisotropie magnétique hors du plan induite par l'interface avec la couche d'oxyde (MgO) déposée au-dessus de la couche FM. Le sillon dans la couche FM rend le champ d'anisotropie effectif  $H_a$  plus élevé, formant la barrière (b) en raison d'une plus grande contribution de l'anisotropie de l'interface CoFeB/MgO à  $H_a$ . Le changement d'épaisseur de la couche magnétique peut également modifier d'autres paramètres du milieu (c) : l'aimantation à saturation  $M_S$  et la longueur d'échange  $\lambda_{ex}$ . Dans les calculs, nous avons utilisé un modèle simplifié avec des paramètres de milieu changeant brusquement (lignes continues). Nous avons également supposé que les paramètres de milieu aux interfaces entre la barrière et la matrice ( $M_{S,mb}$ ,  $\lambda_{ex,mb}$ ) peuvent être différents des paramètres de volume, et peuvent correspondre au couplage d'échange faible (W) ou naturel (N) entre les barrière et la matrice.

Pour prendre en compte l'inhomogénéité dans le plan du milieu magnétique, qui dans des systèmes réels peut être observée aux interfaces entre la matrice et la barrière, nous introduisons le couplage d'échange à ces interfaces comme un paramètre supplémentaire de notre modèle. La force de ce couplage est importante pour déterminer des conditions aux limites interfaciales pour des ondes de spins. Ces conditions aux limites influencent de manière significative le facteur de phase de la transmittivité  $T(\omega)$  [15-18], qui, à son tour, est crucial pour la détermination du retard de groupe  $\tau_{gr}(\omega)$  des ondes de spins qui tunnelent à travers la barrière [19]. Par conséquent, on peut s'attendre à ce que l'effet Hartman (c'est-à-dire la saturation de  $\tau_{gr}$  avec l'augmentation de la largeur de barrière  $L$ ) soit sensible à une formulation particulière des conditions aux limites pour des ondes de spins.

Pour une réalisation expérimentale prospective du système considéré, nous avons besoin d'un milieu caractérisé par un champ d'anisotropie hors plan élevé, qui assure en outre un faible amortissement des ondes de spins. Un système approprié à l'anisotropie magnétique perpendiculaire est une fine couche de CoFeB recouverte de MgO. L'effet de l'anisotropie magnétique perpendiculaire induite à l'interface CoFeB/MgO est bien connu et a déjà été utilisé en spintronique pour la fabrication de jonctions tunnel magnétiques de dimensions réduites [20]. L'anisotropie interfaciale  $K_i$  dépend de manière critique de la structure cristalline et de la liaison aux interfaces CoFeB/MgO. Il croît initialement avec l'augmentation d'épaisseur de la couche de MgO, puis diminue pour des épaisseurs plus grandes, lorsque du MgO cristallin commence à se former [21]. Pour des valeurs positives de la densité de l'énergie (anisotropie effective)  $K = K_i/t_{CoFeB} - \mu_0 M_S^2/2$ , l'axe magnétique facile est orienté hors du plan et le système est aimanté

perpendiculairement en l'absence de champ extérieur. Ainsi, par un réglage approprié des épaisseurs de MgO et de CoFeB ( $t_{\text{CoFeB}}$ ), on peut augmenter l'anisotropie effective à l'intérieur de la bande et former la barrière (figure D7).

Nous considérons la propagation des ondes de spins en régime d'échange dans un profil non uniforme de champ d'anisotropie effectif (hors plan)  $H_a = 2K_i/(\mu_0 M_{S\text{CoFeB}}) - M_S$ , en plus décalé par un champ externe spatialement homogène  $\mathbf{H}_0$  (appliqué dans la même direction). Nous montrerons que le champ  $\mathbf{H} = \mathbf{H}_a(\mathbf{r}) + \mathbf{H}_0$  peut être traité comme une contrepartie du potentiel électrostatique pour des ondes électroniques. Dans la barrière magnétique, où la fréquence d'onde de spins  $\omega$  remplit la condition  $\gamma\mu_0\omega < H_0 + H_a(\mathbf{r})$ , le profil de l'onde de spins a un caractère évanescent, typique pour l'effet tunnel des ondes électroniques. Nous exploitons cette similitude formelle des ondes électroniques et des ondes de spins en régime d'échange pour discuter de l'effet Hartman pour la magnonique.

Nous partons de la dérivation d'une expression analytique pour la fonction de transmittivité  $T(\omega)$  à travers une barrière magnétique noyée dans une matrice magnétique, en tenant compte de différents types de conditions aux limites à l'interface barrière/matrice. Ensuite, nous dérivons l'expression du retard de groupe  $\tau_{gr}$  en régime tunnel (respectivement, en régime de propagation) des paquets d'ondes de spins à travers (respectivement, au-dessus de) la barrière magnétique. Enfin, nous discutons de l'effet Hartman pour des ondes de spins en régime d'échange en analysant la formule du retard de groupe dans la limite des barrières larges.

En général, la dynamique de l'aimantation dans un système magnonique est décrite par l'équation de Landau-Lifshitz, qui a la forme suivante en l'absence d'amortissement :

$$\frac{\partial \mathbf{M}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = -\gamma\mu_0 \mathbf{M}(\mathbf{r}, t) \wedge \mathbf{H}_{eff}(\mathbf{r}, t), \quad (\text{D14})$$

où  $\mathbf{M}$  et  $\mathbf{H}_{eff}$  représentent respectivement l'aimantation et le champ magnétique effectif. Nous considérons un système dans lequel des ondes de spins de courtes longueurs d'onde se propagent dans une couche magnétique avec des paramètres de milieu variant dans l'espace (dans la direction  $x$ ) : l'aimantation à saturation  $M_S(x)$ , l'anisotropie magnétique  $H_a(x)$  et la longueur d'échange  $\lambda_{ex}(x)$ . Nous supposons que le champ effectif,  $\mathbf{H}_{eff} = \mathbf{H}_0 + \mathbf{H}_a + \mathbf{H}_{ex}$ , inclut des contributions d'un champ magnétique externe statique uniforme  $\mathbf{H}_0 = [0, 0, H_0]$ , du champ d'anisotropie effectif statique et spatialement dépendant  $\mathbf{H}_a(x) = [0, 0, H_a(x)]$ , et le terme dynamique dû à l'interaction d'échange entre des moments magnétiques,  $\mathbf{H}_{ex}(x, t) = \nabla \lambda_{ex}^2(x) \nabla \mathbf{M}(x, t)$ , où l'aimantation  $\mathbf{M}(x, t)$  précesse autour du champ effectif  $\mathbf{H}_{eff}$ ,  $\mathbf{M}(x, t) \approx [m_x(x)e^{i\omega t}, m_y(x)e^{i\omega t}, M_S]$ .

Lorsque l'on considère la propagation des ondes de spins dans la direction  $x$  (normale à la barrière), l'équation linéarisée de Landau-Lifshits peut être écrite pour  $m_{\pm}(x) = m_x(x) \pm im_y(x)$  sous la forme :

$$\frac{d}{dx} \lambda_{ex}^2(x) \frac{d}{dx} m_{\pm}(x) + v(x) m_{\pm}(x) = \pm \frac{\omega}{\gamma\mu_0 M_S} m_{\pm}(x), \quad (\text{D15a})$$

$$v(x) = M_S^{-1} \left( H_0 + H_a(x) + \frac{d}{dx} \lambda_{ex}^2(x) \frac{d}{dx} M_S(x) \right). \quad (\text{D15b})$$

L'équation (D15) a la forme mathématique de l'équation de Sturm-Liouville et possède donc les propriétés des autres équations différentielles du même genre (par exemple, l'équation de Schrödinger). On peut identifier  $\lambda_{ex}^2(x)$  et  $v(x)$  comme respectivement des équivalents de l'inverse d'une masse effective et d'un potentiel effectif. Le dernier terme dans l'équation (D15b) contribue au potentiel effectif  $v(x)$  uniquement aux interfaces, où les paramètres du milieu ( $\lambda_{ex}^2, M_S$ ) changent. La similitude formelle de l'équation (D15a)

---

avec l'équation de Schrödinger permet également de s'attendre à obtenir l'effet Hartman pour des ondes de spins en régime d'échange traversant une barrière.

Pour trouver la solution de l'équation (D15) dans l'ensemble du système, il faut faire correspondre des solutions en milieux homogènes de la barrière et du milieu environnant (matrice). Pour la barrière et la matrice, on peut écrire l'équation (D15) pour  $m_+$  comme :

$$-\tilde{M}_{S,\alpha}\lambda_{ex,\alpha}^2 \frac{d^2}{dx^2} m_+(x) + (1 + \tilde{H}_{a,\alpha})m_+(x) = \Omega m_+(x), \quad (D16)$$

où  $\alpha = \{m, b\}$  désigne respectivement la matrice ( $m$ ) ou la barrière ( $b$ ). Les longueurs d'échange  $\lambda_{ex,m}$  dans la matrice et  $\lambda_{ex,b}$  dans la barrière sont mesurées dans les unités de coordonnées spatiales  $x$ ,  $\tilde{M}_{S,\alpha} = M_{S,\alpha}/H_0$  et  $\tilde{H}_{a,\alpha} = H_{a,\alpha}/H_0$  sont respectivement l'aimantation à saturation sans dimension et le champ d'anisotropie effectif pour la matrice ou la barrière, et  $\Omega = \omega/(\gamma\mu_0 H_0)$  est la fréquence sans dimension.

La solution générale de l'équation (D16) prend la forme :

$$m_+(x) = C_1 \exp(ik_\alpha x) + C_2 \exp(-ik_\alpha x), \quad k_\alpha(\Omega) = \sqrt{(\Omega - (1 + \tilde{H}_{a,\alpha})) / (\tilde{M}_{S,\alpha}\lambda_{ex}^2)} \quad (D17)$$

où  $C_1$  et  $C_2$  sont certaines constantes d'intégration, et  $k_\alpha$  est le module du vecteur d'onde.

Considérons maintenant l'onde de spins incidente normée  $\exp(i(k_m x + \Omega t))$ , dont la fréquence vérifie  $\Omega > 1 + \tilde{H}_{a,m}$ , et qui se propage à gauche ( $x < 0$ ) de la barrière. Ici, le temps  $t$  est donné en unités de  $(H_0\gamma\mu_0)^{-1}$ . L'onde réfléchie par la barrière peut s'écrire comme  $R \exp(i(-k_m x + \Omega t))$ , où  $R$  est une amplitude complexe. Dans la région barrière ( $0 < x < L$ ), la solution correspondante prend la forme de la superposition d'ondes donnée dans l'équation (D17),  $(C_1 \exp(ik_b x) + C_2 \exp(-ik_b x)) \exp(i\Omega t)$ , où des solutions évanescentes (à exposants réels  $\pm ik_b$ ) apparaissent dans le régime tunnel, c'est-à-dire pour  $1 + \tilde{H}_{a,m} < \Omega < 1 + \tilde{H}_{a,b}$ . À son tour, l'onde de spins transmise  $T \exp(i(k_m x + \Omega t))$  est observée de l'autre côté de la barrière (pour  $x > L$ ) avec une amplitude complexe  $T$ . La transmittivité  $T(\Omega, L)$  peut être obtenue en réalisant l'accord des solutions aux interfaces entre la barrière et la matrice :

$$T(\Omega, L) = \frac{\exp(-ik_m L)}{\Delta_c \cos(k_b L) + i\Delta_s \sin(k_b L)}, \quad (D18)$$

où  $\Delta_s(k_m, k_b)$  et  $\Delta_c(k_m, k_b)$  sont des expressions rationnelles dépendant de conditions aux limites sur l'interface entre la matrice et la barrière. Le retard de groupe  $\tau_{gr}$  dépend de la phase de la transmittivité. En accord avec la Réf. [19], on trouve  $\tau_{gr}(\Omega, L)$  sous la forme :

$$\tau_{gr}(\Omega, L) = \frac{1}{\gamma\mu_0 H_0} \frac{d}{d\Omega} (\text{Arg}(T) + k_m L). \quad (D19)$$

Dans la phase  $\varphi = \text{Arg}(T) + k_m L$ , gagnée par l'onde de spins après la transmission tunnel (la propagation) à travers (au-dessus de) la barrière, le terme  $k_m L$  est une phase géométrique, qui serait acquise par l'onde de spins sur la distance  $L$  (largeur de la barrière) en l'absence de barrière, c'est-à-dire si elle se propageait dans un milieu homogène décrit par les paramètres matériels de la matrice. L'autre terme décrit le déphasage résultant de la présence de la barrière. On peut remarquer que la phase  $\varphi$  peut être déduite de l'argument du dénominateur dans l'équation (D18). Cela permet d'écrire l'équation (D19) sous la forme :

$$\tau_{gr}(\Omega, L) = \frac{1}{\gamma\mu_0 H_0} \frac{d}{d\Omega} (\text{Arg}(\Delta_c \cos(k_b L) + i\Delta_s \sin(k_b L))). \quad (D20)$$

Pour des ondes de spins qui tunnelent, le module du vecteur d'onde  $k_b$  est purement imaginaire :  $k_b = i\kappa_b$ , où  $\kappa_b$  est réel.

Par conséquent, pour une barrière suffisamment large ( $L \gg 1/\kappa_b$ ), on peut faire les simplifications suivantes dans l'équation (D20) :  $\cos(k_b L) = \cosh(\kappa_b L) \approx \exp(\kappa_b L)/2$  et  $\sin(k_b L) = i \sinh(\kappa_b L) \approx i \exp(\kappa_b L)/2$ . Cela nous amène à la conclusion que le retard de groupe  $\tau_{gr}$  saturera avec l'augmentation de la largeur de la barrière ( $L \rightarrow \infty$ ), ce qui est l'essence de l'effet Hartman. Dans cette limite, le retard de groupe devient indépendant de la largeur de la barrière :

$$\tau_{gr}(\Omega)_{L \rightarrow \infty} = -\frac{1}{\gamma \mu_0 H_0} \frac{d}{d\Omega} (\text{Arg}(\Delta_c - \Delta_s)). \quad (\text{D21})$$

### DII.3. Effet Hartman pour une onde de spins en régime d'échange

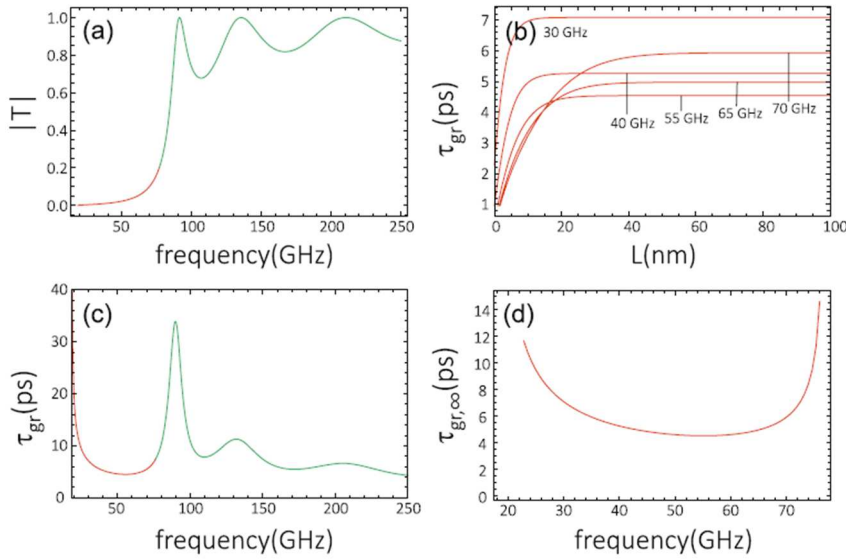
Nous avons effectué des calculs numériques pour une couche mince de CoFeB, qui est légèrement plus mince dans la région de la barrière ( $t_{\text{CoFeB},b} = 1,0$  nm) que dans la zone de la matrice ( $t_{\text{CoFeB},m} = 1,3$  nm). L'aimantation à saturation dans des couches FM minces est généralement réduite. Pour la couche de CoFeB d'épaisseur considérée, nous avons supposé les valeurs suivantes de  $M_S$  :  $M_{S,m} = 1,2 \cdot 10^6$  A/m et  $M_{S,b} = 0,8 \cdot 10^6$  A/m [22]. Nous avons également pris en compte une légère diminution de la constante d'échange dans la barrière par rapport à sa valeur dans la matrice :  $A_m = 27 \cdot 10^{12}$  J/m dans la matrice et  $A_b = 20 \cdot 10^{12}$  J/m dans la barrière [22]. Pour induire l'anisotropie hors plan, la couche de CoFeB est recouverte d'une surcouche de MgO. Pour la forte anisotropie de l'interface CoFeB/MgO :  $K_i = 1,3 \cdot 10^{-3}$  J/m<sup>2</sup> [20], la matrice et la barrière sont aimantées perpendiculairement, avec de forts champs d'anisotropie effective : respectivement  $\mu_0 H_{a,m} = 0,16$  T et  $\mu_0 H_{a,b} = 2,24$  T. Nous avons également supposé un champ magnétique externe  $\mu_0 H_0 = 0,5$  T appliqué perpendiculairement à la couche magnétique. La transmittivité et le retard de groupe correspondants sont indiqués sur la figure D8 pour la largeur de la barrière  $L = 30$  nm. En outre, nous avons supposé  $t_{mb} = 2$  nm pour la largeur de l'interface entre la matrice et la barrière.

Pour cette largeur de barrière, nous observons des valeurs notables de  $|T|$  dans le régime tunnel pour  $\gamma \mu_0 \omega < H_{a,b} + H_0$  (partie rouge de la courbe dans la figure D8a, qui correspond au régime tunnel). Le nombre relativement petit d'oscillations (de résonances) de  $|T|$  pour  $\gamma \mu_0 \omega > H_{a,b} + H_0$  (régime de transmission des ondes de spins, partie verte de la courbe dans la figure D8a) résulte de l'hypothèse d'une largeur relativement étroite pour la barrière. La plus grande amplitude de ces oscillations provient du contraste important de  $M_S$  entre la matrice et la barrière.

Les figures D8b et D8d illustrent l'occurrence de l'effet Hartman dans le système considéré. On peut noter la saturation du retard de groupe  $\tau_{gr}$  pour de plus grandes largeurs  $L$  de la barrière. La saturation est plus lente (plus rapide) pour les hautes fréquences (basses fréquences). Par une inspection de la figure D8, on constate que le retard de groupe ne s'approche pas de zéro pour  $L \rightarrow 0$ . Ce comportement peut être compris lorsque on prend en compte le fait que l'influence du champ d'anisotropie d'interface, survit dans la limite de  $L \rightarrow 0$ , et donne lieu aux valeurs non nulles de  $\tau_{gr}$  dans cette limite. Pour obtenir un système uniforme dans la limite de  $L \rightarrow 0$ , et donc aussi un retard de groupe nul, il faut ajuster simultanément l'anisotropie de l'interface à celle de la matrice.

Dans des études numériques, la valeur de saturation de  $\tau_{gr,\infty}$  dans la limite  $L \rightarrow \infty$  a été approchée par le retard de groupe  $\tau_{gr}$  calculé pour une barrière extrêmement large :  $L = 200$  nm (figure D8d). L'extension supplémentaire de la barrière ne modifie pratiquement pas  $\tau_{gr}$ .





**Figure D8.** Module de la transmittivité  $|T|$  (a) et le retard de groupe correspondant  $\tau_{gr}$  (c) pour la largeur de la barrière  $L = 30$  nm. La saturation du retard de groupe  $\tau_{gr}$  observée dans le régime tunnel est montrée en (b), et le changement de la valeur de saturation de  $\tau_{gr,\infty}$  en fonction de la fréquence est montrée en (d). Les courbes vertes correspondent au régime de transmission, et les courbes rouges montrent le régime tunnel des ondes de spins.

#### D.II.4. Résumé

Nous avons analysé l'effet Hartman pour des ondes de spins à haute fréquence (quelques dizaines de GHz) traversant une barrière magnétique étroite (quelques dizaines de nm). Nous avons étudié un système planaire où la barrière était formée par l'augmentation locale d'une anisotropie magnétique perpendiculaire. Une telle augmentation peut apparaître en raison de la fabrication spécifique du système — nous proposons de changer l'épaisseur de la couche de CoFeB recouverte de MgO pour modifier spatialement le champ d'anisotropie hors plan effectif.

En calculant la transmittivité de l'onde de spins, nous avons déterminé le retard de groupe et trouvé sa saturation avec l'augmentation de la largeur de la barrière. Ceci prouve l'existence de l'effet Hartman pour des ondes de spins.

Il faut mentionner que pour un système dominé par l'interaction d'échange, la forme des paquets d'ondes émis et réfléchi est remarquablement modifiée, ce qui résulte de la dépendance en fréquence de la transmittivité. Ce problème peut être résolu lorsque l'on considère l'effet tunnel des ondes de spins dipolaires qui peuvent être caractérisées par une relation de dispersion linéaire dans la limite des faibles vecteurs d'ondes. Cependant, dans le régime dipolaire, nous sommes limités à des fréquences de fonctionnement plus basses et donc à des dispositifs de plus grandes dimensions (en raison de l'augmentation de la longueur d'onde).

Les résultats présentés dans cette section ont été publiés dans la revue à comité de lecture suivante :

1. J. W. Kłos, Yu. S. Dadoenkova, J. Rychty, N. N. Dadoenkova, I. L. Lyubchanskii, J. Barnaś, “Hartman effect for spin waves in exchange regime,” *Sci. Rep.* **8**, 17944 (2018).

#### Références

1. A. Huynh *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 115502 (2006).
2. D. Villegas *et al.*, *J. Phys.: Condens. Matter.* **29**, 125301 (2017).
3. Z. Wu *et al.*, *J. Appl. Phys.* **105**, 043702 (2009).
4. R. A. Sepkhnov *et al.*, *Phys. Rev. B* **80**, 245433 (2009).
5. C.-S. Park, *Phys. Rev. B* **89**, 115423 (2014).
6. X. Chen, Z.-Y. Deng, and Y. Ban, *J. Appl. Phys.* **115**, 173703 (2014).
7. Y. Ban, L.-J. Wang, and X. Chen, *J. Appl. Phys.* **117**, 164307 (2015).
8. S. Demokritov *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 047201 (2004).
9. U.-H. Hansen *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 127204 (2007).

10. T. Schneider *et al.*, Eur. Lett. **90**, 27003 (2010).
11. E. Bankowski *et al.*, Appl. Phys. Lett. **107**, 122409 (2015).
12. A. V. Chumak *et al.*, Phys. Rev. Lett. **108**, 257207 (2012).
13. S. Neusser *et al.*, Phys. Rev. B **84**, 094454 (2011).
14. S. Tacchi *et al.*, Sci. Rep. **5**, 10367 (2015).
15. Yu. S. Dadoenkova *et al.*, Appl. Phys. Lett. **101**, 042404 (2012).
16. J. B. Götte and M. R. Dennis, New J. Phys. **14**, 073016 (2012).
17. P. Gruszecki *et al.*, Appl. Phys. Lett. **105**, 242406 (2014).
18. P. Gruszecki *et al.*, Phys. Rev. B **92**, 054427 (2015).
19. H. G. Winful, Phys. Rep. **436**, 1 (2006).
20. S. Ikeda *et al.*, Nat. Mater. **9**, 721 (2010).
21. T. Zhu, Q. Zhang, and R. Yu, arXiv:1405.2551 (2014).
22. T. Devolder *et al.*, J. Appl. Phys. **120**, 183902 (2016).



### **E. GUIDE D'ONDES COMPLEXE AVEC DES COUCHES MAGNÉTO-OPTIQUES**

D'autres régimes d'interaction d'une OEM avec un milieu stratifié peuvent être étudiés en configuration guidée. Les guides d'ondes ont fait l'objet d'études théoriques et expérimentales intensives depuis de nombreuses années et trouvent de nombreuses applications en optique intégrée, en tant qu'isolateurs, commutateurs, coupleurs, interféromètres de Mach-Zehnder, etc. L'ajout d'un élément magnétique dans un guide d'ondes permet de contrôler les modes de propagation électromagnétique *via* un champ magnétique appliqué.

Dans cette section, je montre les résultats d'études de structures guidantes multicouches magnétiques :

- 1) un guide d'ondes complexe composé d'un cristal photonique diélectrique et d'une couche magnétique ;
- 2) deux guides d'ondes magnétiques couplés dont on peut contrôler séparément l'aimantation.

### E.I. STRUCTURES GUIDANTES PLANAIRES MAGNÉTO-OPTIQUES

#### E.I.1. Introduction

Les guides d'ondes optiques basés sur des structures photoniques multicouches ont fait l'objet d'intenses recherches au cours de dernières décennies.

La théorie de guides d'ondes à réflexion de Bragg a été proposée dans [1, 2]. Il a été démontré que de tels guides d'ondes peuvent supporter des modes de propagation confinés et sans pertes dans les régions à faible indice de réfraction. La propagation guidée des OEMs dans des systèmes multicouches non magnétiques de différentes géométries, y compris des cristaux photoniques [3], a été rapportée par de nombreux auteurs (voir par exemple [4-8]). De telles structures, qui combinent les propriétés des guides d'ondes et celles des cristaux photoniques, ont été proposées pour de nombreuses applications. Parmi de très nombreux exemples, citons leur utilisation pour la conception d'un réflecteur omnidirectionnel [9], d'une diode tout optique à haut efficacité [10], ou encore de séparateurs de polarisation [13]. De même, des structures similaires peuvent être utilisées en régime non linéaire pour optimiser la propagation de solitons [14], ou pour l'accord de phase pour la conversion de fréquence [15].

Cependant, dans les articles susmentionnés, l'attention a été portée uniquement sur des systèmes non magnétiques. Pourtant, guides d'ondes MO et cristaux photoniques sont largement utilisés en optique intégrée moderne [16] et en magnéto-photonique [17, 18]. Par exemple, la propagation monomode dans un guide d'ondes MO actif composé d'une triple couche de YIG dopé a été décrite [2] et des isolateurs à large bande basés sur de telles couches en régime guidé ont été proposés [3, 4]. De même, un isolateur utilisant un guide d'ondes MO intégré et basé sur la non-réciprocité de l'effet MO transverse est discuté dans [5].

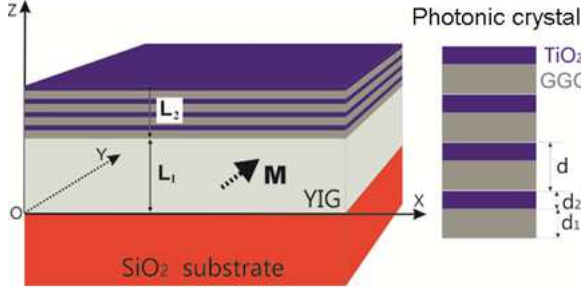
C'est pourquoi des structures combinant des guides d'ondes MO et des cristaux photoniques peuvent ouvrir de nouvelles opportunités d'applications possibles (voir par exemple [19-21]).

Dans cette section, je montre les résultats de l'étude théorique d'une structure guidante complexe composée d'une couche MO déposée sur un substrat diélectrique et recouverte d'un cristal photonique diélectrique non magnétique unidimensionnel. Contrairement aux articles susmentionnés, où les cristaux photoniques servent de gaines pour la zone guidante conçues pour affecter les spectres des OEMs, nous nous sommes concentrés sur le cas où aussi bien le cristal photonique que la couche MO peuvent guider les ondes.

#### E.I.2. Guide d'ondes complexe contenant un cristal photonique et une couche magnétique

Nous considérons le guide d'ondes complexe MO présenté sur la figure E1 et constitué d'une couche magnétique de YIG d'épaisseur  $L_1$  déposée sur un substrat diélectrique épais de  $\text{SiO}_2$  et recouverte d'un cristal photonique diélectrique non magnétique unidimensionnel. Ce dernier consiste en une alternance périodique de couches de GGG et de  $\text{TiO}_2$ . Ainsi, le système a la structure  $\text{SiO}_2/\text{YIG}/(\text{GGG}/\text{TiO}_2)^N/\text{vide}$  avec des interfaces orientées parallèlement au plan  $(xy)$ , l'axe  $z$  étant perpendiculaire à ces interfaces. L'épaisseur totale du cristal photonique, constitué de  $N$  bicouches de GGG/ $\text{TiO}_2$ , est  $L_2 = Nd$ , où  $d = d_1 + d_2$  est la période du cristal photonique ( $d_1$  et  $d_2$  étant les épaisseurs respectives des couches de GGG et de  $\text{TiO}_2$ ). On suppose que les dimensions des couches le long des directions  $x$  et  $y$  sont très grandes devant leur épaisseur et devant la longueur d'onde des OEMs, ce qui est suffisant pour négliger les effets de bords dans ces directions. Nous considérons par ailleurs le cas où le vecteur aimantation  $\mathbf{M}$  dans la couche de YIG est dirigé le long de l'axe  $y$ .

Nous supposons que toutes les couches du système (YIG, GGG et TiO<sub>2</sub>) peuvent guider des OEMs dans le proche infrarouge qui se propagent le long de l'axe  $x$  et dont l'amplitude décroît exponentiellement dans le substrat SiO<sub>2</sub> et dans le vide le long de l'axe  $z$ .



**Figure E1.** Schéma du guide d'ondes complexe SiO<sub>2</sub>/YIG/(GGG/TiO<sub>2</sub>)<sup>N</sup>/vide. Les épaisseurs de la couche magnétique YIG et du cristal photonique sont resp.  $L_1$  et  $L_2$ , et les épaisseurs des couches de GGG et de TiO<sub>2</sub> qui forment le cristal photonique sont resp.  $d_1$  et  $d_2$  ( $d = d_1 + d_2$  étant sa période). La flèche pointillée montre la direction de l'aimantation dans la couche de YIG.

Dans le cas où  $\mathbf{M} \parallel y$  (configuration MO transversale) et dans l'approximation MO linéaire, les tenseurs  $\hat{\epsilon}^{(m)}$  et  $\hat{\mu}^{(m)}$  de YIG ont la forme donnée précédemment dans l'équation (B11). À noter que dans cette étude, nous prenons en compte la gyrotropie magnétique du YIG, ce qui signifie que nous prenons en compte les éléments non-diagonaux du tenseur  $\hat{\mu}^{(m)}$ .

Les diélectriques non magnétiques GGG, TiO<sub>2</sub> et SiO<sub>2</sub> sont, tout comme YIG, de symétrie cubique et leurs tenseurs diélectriques sont donc diagonaux et respectivement notés  $\hat{\epsilon}^{(1)} = \epsilon_1 \delta_{ij}$ ,  $\hat{\epsilon}^{(2)} = \epsilon_2 \delta_{ij}$  et  $\hat{\epsilon}^{(3)} = \epsilon_3 \delta_{ij}$ . Les perméabilités magnétiques relatives des couches non magnétiques sont  $\mu_i = 1$ .

Ainsi, les composantes selon l'axe  $z$  des vecteurs d'onde dans le vide, dans le substrat SiO<sub>2</sub>, dans les couches de GGG et dans les couches de TiO<sub>2</sub> sont respectivement  $q_{0z}^2 = -\beta^2 + k_0^2 \epsilon_0 < 0$ ,  $q_{3z}^2 = -\beta^2 + k_0^2 \epsilon_3 < 0$ ,  $k_{1z}^2 = -\beta^2 + k_0^2 \epsilon_1 > 0$ , et  $k_{2z}^2 = -\beta^2 + k_0^2 \epsilon_2 > 0$ , alors que dans la couche anisotrope de YIG, cette composante dépend de la polarisation de l'OEM guidée et s'écrit, pour les polarisations TE et TM :

$$\left(k_{mz}^{\text{TE}}\right)^2 = -\beta^2 + k_0^2 \left(n_{\text{YIG}}^{\text{TE}}\right)^2 > 0 \quad \text{et} \quad \left(k_{mz}^{\text{TM}}\right)^2 = -\beta^2 + k_0^2 \left(n_{\text{YIG}}^{\text{TM}}\right)^2 > 0, \quad (\text{E5})$$

où nous introduisons les indices de réfraction effectifs de YIG comme

$$\left(n_{\text{YIG}}^{\text{TE}}\right)^2 = \epsilon_m \left(\mu_m^2 - \mu'^2\right) / \mu_m \quad \text{et} \quad \left(n_{\text{YIG}}^{\text{TM}}\right)^2 = \mu_m \left(\epsilon_m^2 - \epsilon'^2\right) / \epsilon_m. \quad (\text{E6})$$

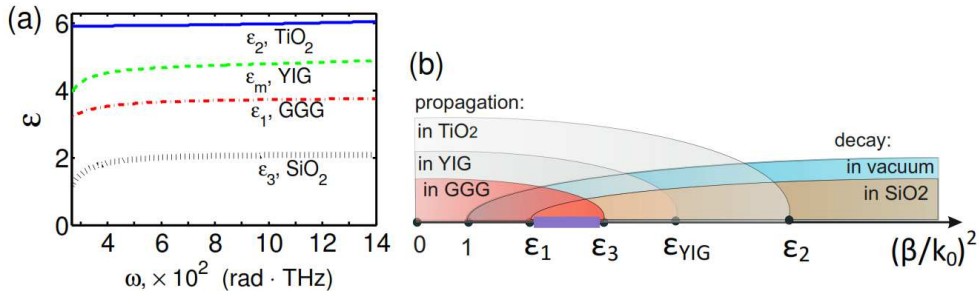
L'analyse théorique de la dispersion modale des OEMs dans un guide d'ondes MO bigyrotrope a été réalisée dans [22, 23]. Pour obtenir l'équation de dispersion, nous utilisons la méthode décrite dans [22] en combinaison avec le formalisme des matrices de transfert 4×4 [24]. En outre, nous prenons en compte la dispersion chromatique dans tous les milieux qui constituent la structure guidante. Les valeurs numériques des éléments des tenseurs de permittivité et de perméabilité relatives de ces milieux sont données dans [27].

Sur la figure E2a, les dépendances fréquentielles des permittivités diélectriques pour tous les milieux constituant la structure complexe du guide d'ondes sont montrées pour le régime proche infrarouge dans la gamme de longueurs d'onde de  $\lambda_{\min} = 1,35 \mu\text{m}$  jusqu'à  $\lambda_{\max} = 7,07 \mu\text{m}$  (qui correspondent à  $\omega_{\min} = 266 \text{ rad.THz}$  et  $\omega_{\max} = 1400 \text{ rad.THz}$ ). Les courbes bleue, verte, rouge et noire font respectivement référence aux composantes de permittivité de TiO<sub>2</sub>, YIG, GGG et SiO<sub>2</sub>.

Comme on peut le voir sur la figure E2a, pour la gamme de fréquences considérée, la permittivité diélectrique de YIG est supérieure à celle du substrat de SiO<sub>2</sub> et de la couche de GGG, qui est la première

couche du cristal photonique recouvrant la couche de YIG (figure E1). Il convient de noter que dans la gamme de fréquences considérée, la différence entre les composantes selon l'axe  $z$  des vecteurs d'onde réduits  $k_{mz}^{TE} / k_0$  et  $k_{mz}^{TM} / k_0$  dans YIG est d'environ  $10^{-9}$ , et que donc les indices de réfraction effectifs introduits dans l'équation (E6) vérifient  $n_{YIG}^{TE} \approx n_{YIG}^{TM} = n_m$ .

La condition  $\epsilon_3 < \epsilon_1 < \epsilon_m$ , qui est satisfaite pour les permittivités diélectriques de SiO<sub>2</sub>, GGG et YIG en régime proche infrarouge, permet une existence de l'intervalle de vecteur d'onde où les OEMs peuvent se propager simultanément dans la couche de YIG, ainsi que dans tous couches du cristal photonique diélectrique, et elles se dégradent dans le substrat et le vide. Sur la figure E2b, les plages de propagation des OEMs dans YIG, GGG, TiO<sub>2</sub> et les plages de décroissance exponentielle des OEMs dans le vide et dans le substrat SiO<sub>2</sub> sont représentées schématiquement. L'intersection de toutes ces plages donne la zone résultante  $\epsilon_1 < (\beta/k_0)^2 < \epsilon_3$  qui est schématisée sur la figure E2b avec le segment sombre sur l'axe  $(\beta/k_0)^2$ . Dans l'intervalle  $\epsilon_1 < (\beta/k_0)^2 < \epsilon_m$ , le régime de propagation change : les OEMs peuvent se propager dans les couches de YIG et de TiO<sub>2</sub> comme auparavant, mais elles sont évanescentes dans le substrat et les couches de GGG. Enfin, dans l'intervalle  $\epsilon_m < (\beta/k_0)^2 < \epsilon_2$ , les OEMs ne peuvent se propager que dans les couches de TiO<sub>2</sub>.



**Figure E2.** (a) Permittivités diélectriques en fonction de la fréquence angulaire pour TiO<sub>2</sub> (courbe bleu), YIG (courbe verte), SiO<sub>2</sub> (courbe noire) et GGG (courbe rouge). (b) Gammes schématiques de propagation des OEMs : dans l'intervalle  $\epsilon_3 < (\beta/k_0)^2 < \epsilon_1$  (segment sombre) les OEMs peuvent se propager dans la couche de YIG et toutes les couches de cristaux photoniques ; pour  $\epsilon_1 < (\beta/k_0)^2 < \epsilon_m$  la propagation en guide d'ondes des OEMs est autorisée dans les couches de YIG et de TiO<sub>2</sub> ; pour  $\epsilon_m < (\beta/k_0)^2 < \epsilon_2$  la propagation du guide d'ondes n'est possible que dans les couches de TiO<sub>2</sub>.

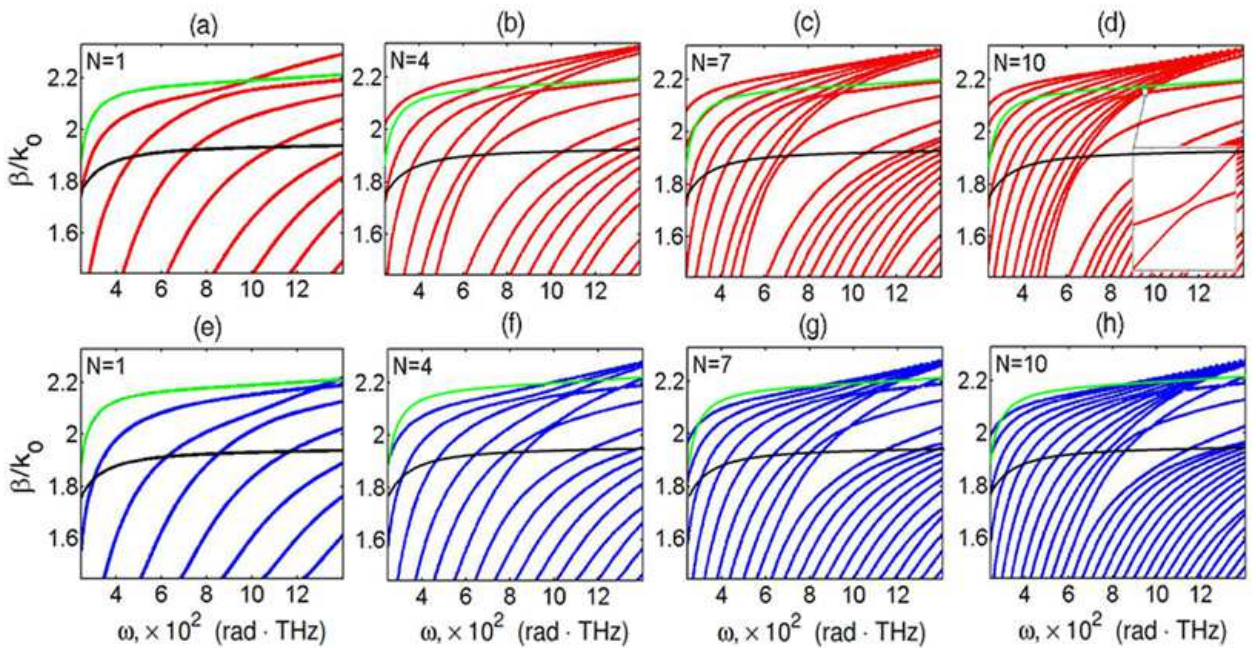
### E.I.3. Spectre modal

Tout d'abord, nous analysons l'évolution des spectres (la constante de propagation réduite  $\beta/k_0$  vs  $\omega$ ) des OEMs normales dans des guides d'ondes complexes de structure SiO<sub>2</sub>/YIG/(GGG/TiO<sub>2</sub>)<sup>N</sup>/vide avec l'augmentation du nombre de périodes  $N$ .

Sur la figure E3, nous montrons la dispersion pour les OEMs normales dans les cas suivants : pour une seule bicouche GGG/TiO<sub>2</sub> ( $N = 1$ ) recouvrant la couche de YIG pour les modes respectivement TE et TM (figures E3a et E3e) ; pour  $N = 4$  (figures E3b et E3f) ; pour  $N = 7$  (figures E3c et E3g) ; et pour  $N = 10$  (figures E3d et E3h). Les calculs sont effectués pour une épaisseur de la couche de YIG  $L_1 = 2,0 \mu\text{m}$  et pour des épaisseurs des sous-couches de GGG et de TiO<sub>2</sub>  $d_1 = d_2 = 0,5 \mu\text{m}$ . Dans ce qui suit, les courbes rouges et bleues correspondent respectivement aux OEMs polarisées TE et TM, et les courbes noires et vertes montrent la dispersion de l'indice de réfraction  $n_1(\omega) = \sqrt{\epsilon_1(\omega)}$  de GGG et de l'indice  $n_{YIG}(\omega)$  de YIG. Ces deux relations de dispersion déterminent les plages de changement du régime de propagation des OEMs discutées ci-dessus. Les courbes de dispersion (ou leurs sections) situées sous la courbe noire caractérisent les OEMs se propageant dans toutes les couches de la structure à l'exception du substrat SiO<sub>2</sub> et le vide.

Dans la région intermédiaire  $n_1(\omega) < \beta/k_0 < n_{\text{YIG}}(\omega)$  [la plage entre les courbes noire et verte], la propagation des OEMs est possible dans les couches de YIG et de  $\text{TiO}_2$ , tandis que pour la plage au-dessus de la courbe verte, les OEMs se propagent uniquement dans les couches de  $\text{TiO}_2$ .

Comme on peut le voir sur les figures E3a-E3e, l'augmentation du nombre de périodes  $N$  conduit à l'augmentation du nombre de courbes de dispersion dans la gamme de fréquences considérée, ainsi qu'à la formation de certaines lacunes dans les spectres. Ces lacunes sont similaires aux bandes interdites photoniques dans les spectres de transmittivité de cristaux photoniques et elles deviennent plus prononcées pour des valeurs plus grandes de  $N$ . Cependant, la gamme de fréquences considérée ne correspond pas à la bande interdite photonique du cristal photonique, mais à sa bande passante. Le comportement des modes polarisés TE et TM diffère pour toutes les valeurs de  $N$  : pour les modes TE, l'écart est déjà formé à  $\beta/k_0 = 1,44$  pour  $N = 7$ , tandis que pour les modes TM, l'écart se forme lorsque  $\beta/k_0$  augmente jusqu'à une valeur d'environ 1,70 pour  $N \geq 7$ . Sur les figures E3b-E3d, E3f-E3h, on peut observer une famille de courbes de dispersion qui ont tendance à converger asymptotiquement aux hautes fréquences. Certaines courbes de dispersion se rapprochent (sans intersection) et forment des mini-gaps. À titre d'exemple, l'un de ces mini-gaps est représenté dans l'encadré de la figure E3d, où il apparaît dans le spectre des modes TE dans la gamme de fréquences ( $940 < \omega < 960$ ) rad.THz. La largeur du mini-gap ne dépasse pas 0,01  $\beta/k_0$  (où  $\beta/k_0$  est la constante de propagation réduite). Un mini-gap similaire pour le mode TM ( $N = 7$ ) est légèrement décalé vers les hautes fréquences ( $960 < \omega < 990$ ) rad.THz. Le nombre de mini-gaps dépend de la polarisation des OEMs. Par exemple, pour  $N = 4$ , il n'y a qu'un seul mini-gap pour les modes TE à environ  $\omega \approx 950$  rad.THz (figure E3b), tandis que pour les modes TM on peut voir trois mini-gaps (figure E3f) au voisinage de  $\omega \approx 980$  rad.THz,  $\omega \approx 1,07$  rad.PHz et  $\omega \approx 1,3$  rad.PHz. Le nombre de mini-gaps augmente avec le nombre  $N$  de bicouches GGG/ $\text{TiO}_2$  dans le système (figure E3).



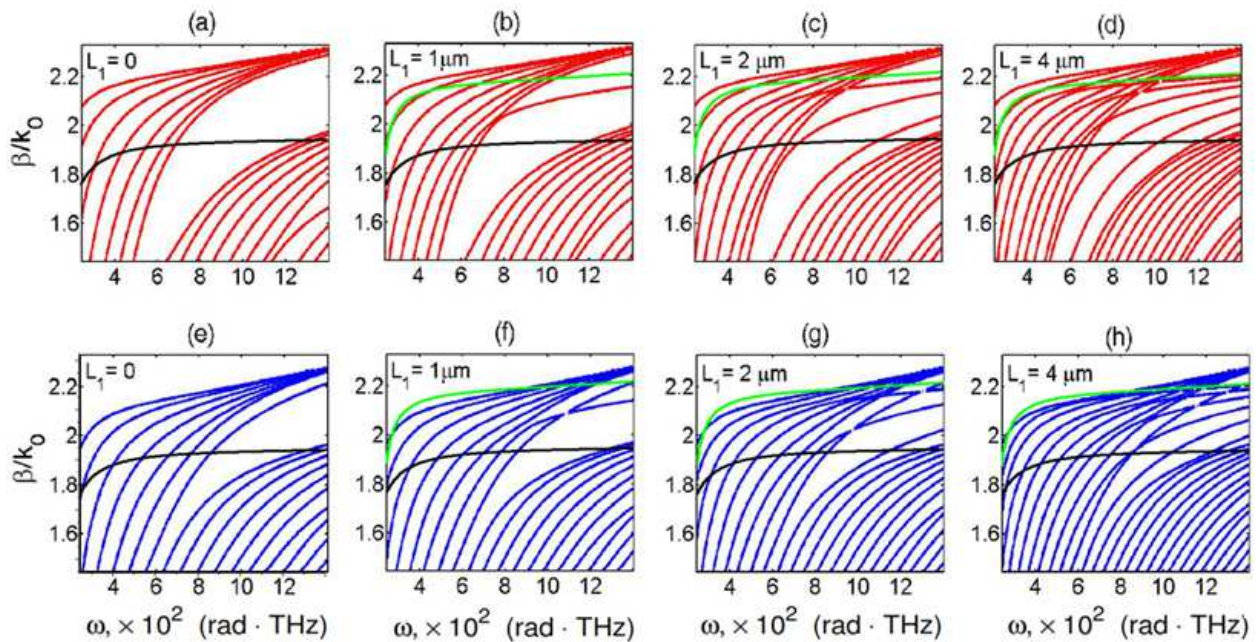
**Figure E3.** Courbes de dispersion pour la structure complexe du guide d'ondes  $\text{SiO}_2/\text{YIG}/(\text{GGG}/\text{TiO}_2)^N/\text{vide}$  :  $N = 1$  (a) et (e) ;  $N = 4$  (b) et (f) ;  $N = 7$  (c) et (g) ;  $N = 10$  (d) et (h). Les courbes rouge et bleue correspondent resp. aux modes polarisés TE et TM. L'encart en (d) montre la mini-gap au voisinage de  $\omega \approx 950$  rad.THz. L'épaisseur de la couche de YIG est  $L_1 = 2,0 \mu\text{m}$ , les épaisseurs des sous-couches de GGG et de  $\text{TiO}_2$  sont  $d_1 = d_2 = 0,5 \mu\text{m}$ . Les courbes noire et verte montrent la dispersion de l'indice de réfraction  $n_1(\omega)$  de GGG et de l'indice  $n_{\text{YIG}}(\omega)$  de YIG.

Nous étudions également l'influence de l'épaisseur  $L_1$  de la couche de YIG sur les courbes de dispersion



de la structure. Sur la figure E4, nous montrons l'évolution des spectres pour les modes TE (courbes rouges) et TM (courbes bleues) pour  $L_1 = 0, 1, 2,$  et  $4 \mu\text{m}$  dans le cas d'un cristal photonique avec  $N = 7$  périodes. Comme on peut le voir sur les figures E4a et E4e, en l'absence de couche de YIG ( $L_1 = 0$ ) (c'est-à-dire pour la structure  $\text{SiO}_2/(\text{GGG}/\text{TiO}_2)^7/\text{vide}$ ), des gaps prononcés se forment dans les spectres pour les OEMs polarisées aussi bien TE que TM.

En introduisant la couche de YIG, on obtient le rétrécissement des gaps dans les spectres des OEMs pour les deux états de polarisation ; de plus, certaines courbes de dispersion forment des mini-gaps. Par exemple, en polarisation TM, un mini-gap apparaît au voisinage de  $\omega \approx 10,8.10^2 \text{ rad.THz}$  dans le cas de l'épaisseur de la couche de YIG  $L_1 = 1 \mu\text{m}$  (figure E4f), alors qu'en polarisation TE (figure E4b), au voisinage de  $\omega \approx 0,77.10^2 \text{ rad.THz}$  les courbes de dispersion se rapprochent mais ne se croisent pas. On peut voir que l'augmentation de l'épaisseur de la couche de YIG entraîne une augmentation du nombre de courbes de dispersion et du nombre de mini-gaps dans la gamme de fréquences considérée, à la fois pour les OEMs polarisées TE et TM.

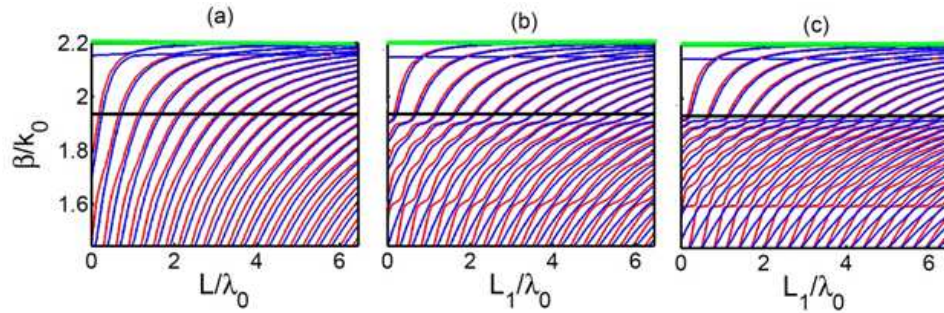


**Figure E4.** Courbes de dispersion pour la structure  $\text{SiO}_2/\text{YIG}/(\text{GGG}/\text{TiO}_2)^N/\text{vide}$  avec  $N = 7$  bicouches pour différentes épaisseurs de la couche de YIG :  $L_1 = 0$  (a) et (e) ;  $L_1 = 1,0 \mu\text{m}$  (b) et (f) ;  $L_1 = 2,0 \mu\text{m}$  (c) et (g) ;  $L_1 = 4,0 \mu\text{m}$  (d) et (h). Les courbes rouge et bleue correspondent resp. aux modes polarisés TE et TM. Les épaisseurs de couches de GGG et de  $\text{TiO}_2$  sont  $d_1 = d_2 = 0,5 \mu\text{m}$ . Les courbes noire et verte montrent la dispersion de l'indice de réfraction  $n_1(\omega)$  de GGG et de l'indice  $n_{\text{YIG}}(\omega)$  de YIG.

Comme les spectres de dispersion sont sensibles à l'épaisseur de la couche de YIG, nous pouvons ainsi fixer la longueur d'onde de l'OEM et étudier en détail la dépendance de la constante de propagation réduite  $\beta/k_0$  vis-à-vis de  $L_1$ . Pour les calculs numériques à la longueur d'onde de travail  $\lambda_0 = 1,55 \mu\text{m}$ , nous avons utilisé les paramètres géométriques suivants de la structure du guide d'ondes :  $L_1$  varie de zéro à  $10 \mu\text{m}$ , et  $d_1 = d_2 = 0,5 \mu\text{m}$ . Sur la figure E5, nous présentons les variations de  $\beta/k_0$  en fonction de l'épaisseur réduite  $L_1/\lambda_0$  de la couche de YIG dans la structure  $\text{SiO}_2/\text{YIG}/(\text{GGG}/\text{TiO}_2)^N/\text{vide}$  pour différentes valeurs du nombre  $N$  de bicouches (GGG/TiO<sub>2</sub>).

En comparant les figures E5a-E5c, on peut voir que l'augmentation du nombre de périodes dans le cristal photonique conduit à une déformation essentielle des dépendances de la constante de propagation  $\beta$  vis-à-vis de l'épaisseur  $L_1$ , à savoir à l'apparition d'ondulations dans la forme de ces courbes. On peut aussi voir

des zones d'aplatissement autour de  $\beta/k_0 \approx 1,93$  et  $\beta/k_0 \approx 2,2$  où les courbes deviennent presque parallèles à l'axe des abscisses (c'est-à-dire indépendantes de l'épaisseur de la couche de YIG). Les courbes supérieures pour les modes TE et TM se confondent presque au voisinage de  $\beta/k_0 \approx 2,2$ . Les régions d'aplatissement situées près de  $\beta/k_0 \approx 1,93$  deviennent plus prononcées avec l'augmentation du nombre de périodes  $N$ . L'augmentation de  $N$  conduit également à l'apparition de points de dégénérescence, où les courbes relatives aux modes TE et TM se croisent (figure E5c) et les modes dans ces deux états de polarisation peuvent donc coexister. Pour toutes les valeurs de  $N$ , les spectres des modes TM présentent un mini-gap à environ  $\beta/k_0 \approx 2,15$ , qui se rétrécit pour de grandes valeurs de  $N$ .

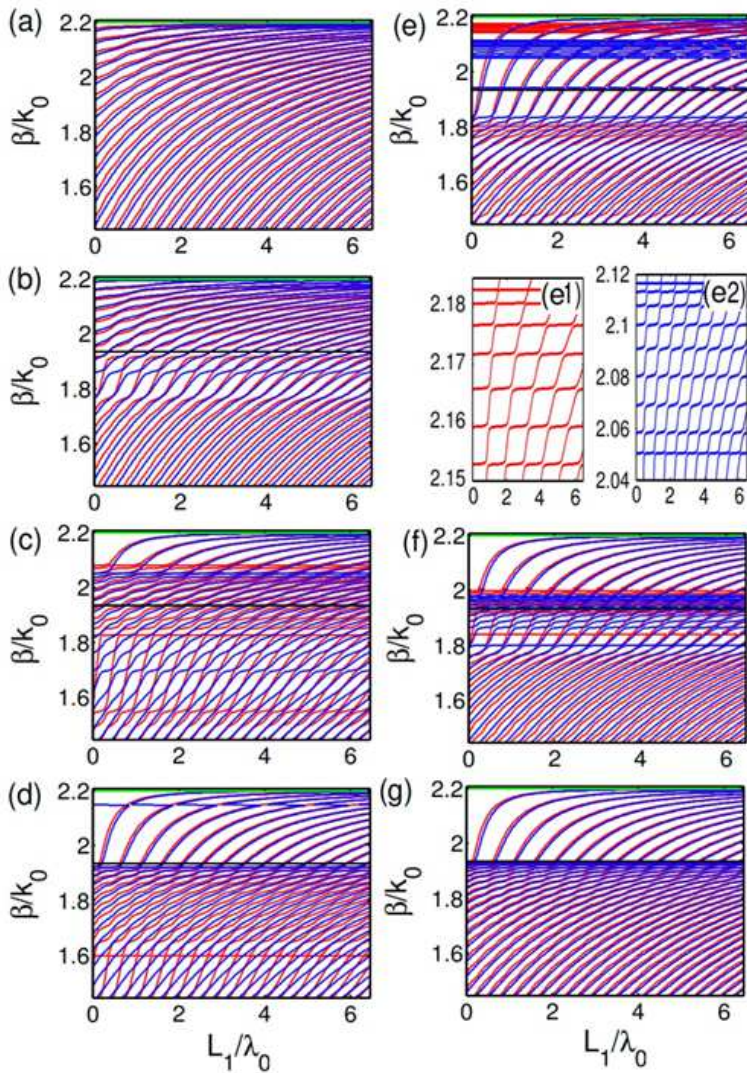


**Figure E5.** Variations de  $\beta/k_0$  en fonction de l'épaisseur réduite  $L_1/\lambda_0$  pour la structure  $\text{SiO}_2/\text{YIG}/(\text{GGG}/\text{TiO}_2)^N/\text{vide}$  : (a)  $N = 1$ , (b)  $N = 4$ , et (c)  $N = 7$ . L'épaisseur de la couche de YIG passe de 0 à 10  $\mu\text{m}$ , les épaisseurs des sous-couches de  $\text{TiO}_2$  et de  $\text{SiO}_2$  sont  $d_1 = d_2 = 0,5 \mu\text{m}$ . Les courbes rouges et bleues correspondent resp. aux modes TE et TM. Les calculs sont effectués pour  $\lambda_0 = 1,55 \mu\text{m}$ . La ligne horizontale noire ( $\beta/k_0 = n_1(\lambda_0) = 1,935$ ) et la verte ( $\beta/k_0 = n_{\text{YIG}}(\lambda_0) = 2,201$ ) séparent les régions, où les OEMs ont des régimes de propagation différents.

Sur la figure E6, enfin, nous présentons l'évolution des spectres des guides d'ondes ( $\beta/k_0$  vs  $L_1/\lambda_0$ ) avec variation des épaisseurs des couches de cristaux photoniques  $d_1$  et  $d_2$ . La période du cristal photonique est fixée à la valeur constante  $d = d_1 + d_2 = 1 \mu\text{m}$ , tandis que  $d_1$  et  $d_2$  changent. Le nombre de périodes de cristaux photoniques diélectriques est  $N = 10$ , et la longueur d'onde de travail est  $\lambda_0 = 1,55 \mu\text{m}$ . De la comparaison des figures E6a-E6g, il s'ensuit que les spectres considérés sont très sensibles à la relation entre les épaisseurs des couches diélectriques. Ainsi, l'augmentation d'épaisseur  $d_1$  de la couche de GGG (avec la diminution correspondante d'épaisseur  $d_2$  de la couche de  $\text{TiO}_2$ ) conduit à l'apparition de nouveaux mini-gaps dans les spectres des modes TE et TM. Par exemple, pour  $d_1 = 0,7 \mu\text{m}$ ,  $d_2 = 0,3 \mu\text{m}$  [figure E6e], on obtient le système de mini-gaps étroits dans les régions  $2,15 < \beta/k_0 < 2,19$  pour les modes TE et  $2,04 < \beta/k_0 < 2,12$  pour les modes TM, comme indiqué dans les encadrés (e1) et (e2) de la figure E6e. La nouvelle augmentation du taux de GGG à  $d_1 = 0,9 \mu\text{m}$  ( $d_2 = 0,1 \mu\text{m}$ ) dans le cristal photonique donne l'abaissement de positions de ces mini-gaps le long de l'axe  $\beta/k_0$  à  $1,92 < \beta/k_0 < 2,01$  pour les modes TE et  $1,86 < \beta/k_0 < 1,98$  pour les modes TM (figure E6e). Les figures E6a et E6g se réfèrent aux cas limites des structures  $\text{SiO}_2/\text{YIG}/\text{TiO}_2/\text{vide}$  et  $\text{SiO}_2/\text{YIG}/\text{SiO}_2/\text{vide}$  avec  $L_2 = 10 \mu\text{m}$  lorsqu'une des couches constituant le cristal photonique (GGG ou  $\text{TiO}_2$ ) s'effondre (resp.  $d_1 = 0$  ou  $d_2 = 0$ ). Sur la figure E6g les courbes de dispersion qui convergent vers la ligne noire  $\beta/k_0 = n_1(\lambda_0) = 1,935$  se réfèrent au cas où la propagation est autorisée dans les couches de YIG, de GGG et de  $\text{TiO}_2$ . Les courbes au dessus de la ligne  $\beta/k_0 = 1,935$  convergent vers la ligne verte  $\beta/k_0 = n_{\text{YIG}}(\lambda_0) = 2,201$  et correspondent au régime où la propagation n'est autorisée que dans la couche de YIG. Dans les cas limites, lorsque l'épaisseur d'une des sous-couches diélectriques constituant le cristal photonique devient nulle, on obtient des systèmes de guides d'ondes à quatre couches :  $\text{SiO}_2/\text{YIG}/\text{TiO}_2/\text{vide}$  avec  $d_1 = 0$ , et  $\text{SiO}_2/\text{YIG}/\text{GGG}/\text{vide}$  avec  $d_2 = 0$ . Les courbes de dispersion  $\beta/k_0$  vs  $\omega$  de ces structures sont représentées sur la figure E7.

Il existe deux régimes de guides d'ondes dans la structure considérée : le régime A avec deux couches

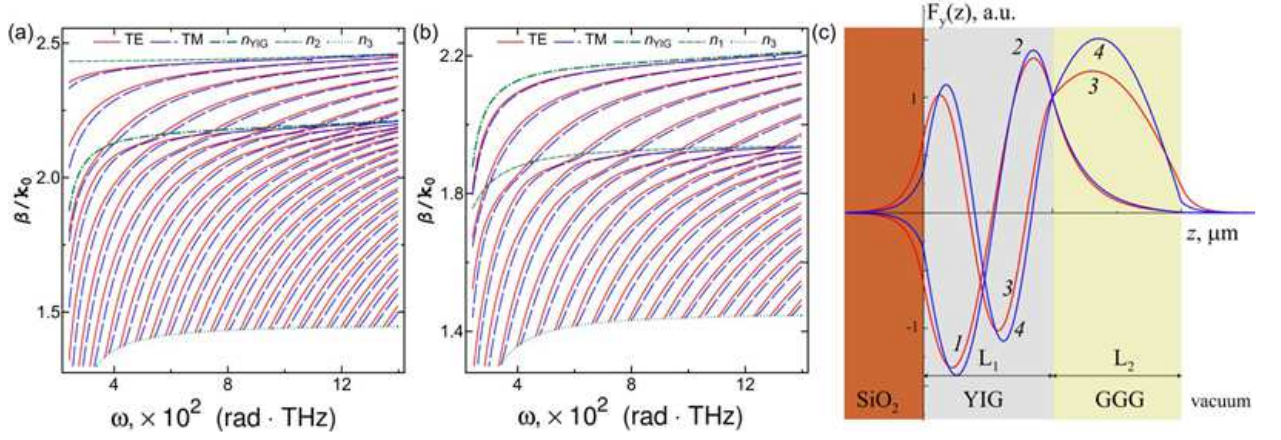
guidantes, et le régime B avec une seule couche guidante, tandis que l'autre joue un rôle soit de substrat, soit de gaine. La courbe pointillée-tirée, correspondant à  $n_{YIG}(\omega)$ , et la courbe pointillée, se référant à  $n_1(\omega)$ , deviennent en fait les limites de coupure pour les modes de guidage à double couche (régime A), comme le montrent respectivement les figures E7a et E7b. La région entre les courbes pointillée-tirée et pointillée correspond au régime B. La figure E7a montre les modes guidés de la couche TiO<sub>2</sub> (la couche de YIG jouant un rôle de substrat), tandis que les modes de guidage de la couche de YIG (la couche GGG jouant le rôle d'un superstrat) sont représentés sur la figure E7b. Les caractéristiques de tous les modes polarisés TE et TM sont similaires à celles de la figure E3, calculées avec la méthode matricielle, cependant, en utilisant une approximation du milieu effectif, on peut identifier l'ordre d'un mode par le nombre de nœuds des profils pour les modes TE et TM. Le mode fondamental zéro est celui qui a l'indice de mode  $\beta/k_0$  le plus élevé à n'importe quelle fréquence par rapport au mode d'ordre suivant, etc. Plus l'ordre du mode augmente, plus son indice de réfraction effectif diminue à une fréquence donnée. En général, les constantes de propagation des modes TE sont plus grandes que celles des modes TM de même ordre sur toute la gamme de fréquences. Le domaine d'existence des modes est restreint par  $n_3$  (SiO<sub>2</sub>) par le bas et par  $n_2$  (TiO<sub>2</sub>) (figure E7a) ou par  $n_1$  (GGG) (figure E7b) par le haut.



**Figure E6.** Evolution des spectres des guides d'ondes complexes ( $\beta/k_0$  vs  $L_1/\lambda_0$ ) avec variation des épaisseurs des couches de cristaux photoniques  $d_1$  et  $d_2$ . La période du cristal photonique  $d = d_1 + d_2 = 1 \mu\text{m}$  est constante, et  $N = 10$  est fixe : (a)  $d_1 = 0$ ,  $d_2 = 1,0 \mu\text{m}$ , (b)  $d_1 = 0,1 \mu\text{m}$ ,  $d_2 = 0,9 \mu\text{m}$ , (c)  $d_1 = 0,3 \mu\text{m}$ ,  $d_2 = 0,7 \mu\text{m}$ , (d)  $d_1 = 0,5 \mu\text{m}$ ,  $d_2 = 0,5 \mu\text{m}$ , (e)  $d_1 = 0,7 \mu\text{m}$ ,  $d_2 = 0,3 \mu\text{m}$ , (f)  $d_1 = 0,9 \mu\text{m}$ ,  $d_2 = 0,1 \mu\text{m}$ , et (g)  $d_1 = 1,0 \mu\text{m}$ ,  $d_2 = 0$ . Les encarts (e1) et (e2) montrent en détail les mini-gaps dans les spectres des modes TE et TM. Les calculs sont effectués pour  $\lambda_0 = 1,55 \mu\text{m}$ .

À titre d'exemple, les fonctions de profil des modes TE<sub>1</sub> et TM<sub>1</sub> guidés par la couche de YIG (régime B) sont représentées sur la figure E7c (pour  $\omega = 400 \text{ rad.THz}$  et  $L_1 = L_2 = 5 \mu\text{m}$ ) par les courbes notées 1 et

2, qui n'ont qu'un nœud dans la couche de guidage. Les modes  $TE_2$  et  $TM_2$  à la même fréquence sont en dessous des limites de coupure, donc ces modes sont des modes dans un guide d'ondes à quatre couches correspondant au régime A [courbes 3 et 4, figure E7c].



**Figure E7.** Courbes de dispersion pour SiO<sub>2</sub>/YIG/TiO<sub>2</sub>/vide (a), SiO<sub>2</sub>/YIG/GGG/vide (b) et fonctions de profil de champ selon l'axe  $z$  dans le cas de SiO<sub>2</sub>/YIG/GGG/vide (c) pour les modes TE et TM (resp. courbes rouges et bleues dans les panneaux (a) et (b)) pour  $\omega = 400$  rad.THz,  $L_1 = 5 \mu\text{m}$ ,  $L_2 = 5 \mu\text{m}$ ; les courbes 1 et 2 correspondent aux modes TE<sub>1</sub> et TM<sub>1</sub> et les courbes 3 et 4 correspondent resp. aux modes TE<sub>2</sub> et TM<sub>2</sub> dans le panneau (c).

#### E.I.4. Spectre modal dans une approximation en milieu effectif

Dans le cas de couches minces de GGG et de TiO<sub>2</sub>, lorsque  $(d_1, d_2) \ll \lambda_0$  (c'est-à-dire lorsque nous traitons de la limite de longueur d'onde longue pour le cristal photonique), une approximation en milieu effectif peut être faite afin de décrire un cristal photonique diélectrique comme une couche anisotrope uniaxe et homogène d'épaisseur  $L_2$ , avec un tenseur de permittivité diélectrique effectif  $\hat{\epsilon}^{\text{eff}}$ . Dans cette approche, la structure de guide d'ondes MO complexe considérée peut être traitée comme un guide d'ondes asymétrique à quatre composants SiO<sub>2</sub>/YIG/milieu effectif/vide, qui peut être décrit par une méthode similaire à celle proposée dans [26]. Les éléments de  $\hat{\epsilon}^{\text{eff}}$  sont de la forme :

$$\epsilon_{xx}^{\text{eff}} = \epsilon_{yy}^{\text{eff}} = \frac{\epsilon_1 + \epsilon_2}{1 + d_1/d_2}, \quad \epsilon_{zz}^{\text{eff}} = \frac{(1 + d_1/d_2)\epsilon_1\epsilon_2}{\epsilon_1 + \epsilon_2}. \quad (\text{E12})$$

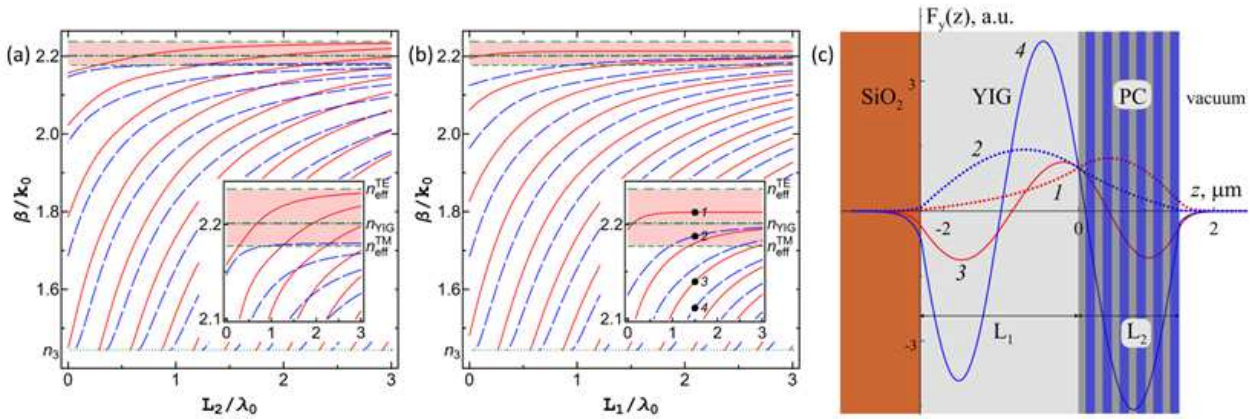
Les modes propres du milieu non magnétique effectif sont les modes TE et TM, de vecteurs d'onde

$$\left(k_{\text{eff},z}^{\text{TE}}\right)^2 = -\beta^2 + k_0^2 \epsilon_{yy}^{\text{eff}}, \quad \left(k_{\text{eff},z}^{\text{TM}}\right)^2 = -\left(\epsilon_{xx}^{\text{eff}} / \epsilon_{zz}^{\text{eff}}\right) \beta^2 + k_0^2 \epsilon_{xx}^{\text{eff}}. \quad (\text{E13})$$

Ainsi, le cristal photonique en tant que milieu effectif peut être caractérisé par deux indices de réfraction effectifs  $n_{\text{eff}}^{\text{TE}}$  et  $n_{\text{eff}}^{\text{TM}}$ .

Sur les figures E8a et E8b, nous présentons les courbes de dispersion et les fonctions de profil de champ dans la limite de grande longueur d'onde pour le cristal photonique. Les calculs sont effectués pour un cristal photonique d'épaisseur  $L_2 = 1,5 \mu\text{m}$ , pour  $d_1/d_2 = 0,8$ , et à  $\lambda_0 = 1,55 \mu\text{m}$ . La zone ombrée de la figure E8 montre la région d'existence des modes dans le régime B. La comparaison des figures E8a et E8b démontre le comportement similaire des spectres de dispersion. Ce n'est que dans le cas des OEMs polarisées TM que le mode fondamental passe du régime A au régime B avec l'augmentation de  $L_1$ . Ainsi, dans la plage  $n_{\text{eff}}^{\text{TM}} < \beta/k_0 < n_{\text{YIG}}$ , un seul mode TM<sub>0</sub> de la couche de YIG peut se propager, et la couche de cristal

photonique n'affecte l'indice de réfraction effectif qu'à proximité de l'épaisseur de coupure  $L_2$ . Pour la polarisation TE, tous les modes deviennent des modes à une couche : dans la zone  $n_{YIG} < \beta/k_0 < n_{eff}^{TE}$ , il y a un mode guidé de la couche de cristal photonique, tandis que YIG agit comme une gaine pour le guide d'ondes.



**Figure E8.** Spectres de dispersion  $\beta/k_0$  vs  $L_2/\lambda_0$  (a) et  $\beta/k_0$  vs  $L_1/\lambda_0$  (b) de la structure à quatre couches  $SiO_2/YIG/milieu\ effectif/vide$  pour les modes TE et TM (resp. courbes rouges et bleues,) et les asymptotes  $n_{YIG}$ ,  $n_{eff}$  (resp. courbes pointillées tiretées-pointillées) pour  $\lambda_0 = 1,55\ \mu m$ ,  $d_1/d_2 = 0,8$ ,  $L_1 = 1,5\ \mu m$  (a) et  $L_2 = 1,5\ \mu m$  (b). (c) Fonctions de profil de champ le long de l'axe  $z$  pour les modes TE et TM (resp. courbes rouges et bleues) pour  $L_1/\lambda_0 = 1,5$  (courbes 1 et 2 : régime B pour les modes TE<sub>0</sub> et TM<sub>0</sub> ; courbes 3 et 4 : régime A pour les modes TE<sub>2</sub> et TM<sub>2</sub>).

Dans l'encart de la figure E8b, les nombres 1 et 2 désignent respectivement les modes TE<sub>0</sub> et TM<sub>0</sub> dans le régime B, qui sont représentés par les courbes pointillées sur la figure E8c (courbes 1 et 2), tandis que les nombres 3 et 4 se réfèrent aux modes TE<sub>2</sub> et TM<sub>2</sub> dans le régime A. Notons également que contrairement à la figure E8a, seul le mode TE<sub>0</sub> est présent dans les régimes A et B simultanément.

Une particularité importante de la structure considérée est que pour une épaisseur de couche fixe, la condition  $n_{eff}^{TM} < n_{YIG} < n_{eff}^{TE}$  est satisfaite, ce qui, à son tour, conduit à une localisation « inversée » des ondes guidées : l'onde polarisée TE se propage dans la couche cristalline photonique et l'onde polarisée TM est guidée dans la couche de YIG.

Il est à noter que le changement de rapport  $d_1/d_2$  affecte fortement l'indice de réfraction effectif du cristal photonique, et donc le régime de propagation des OEMs.

### E.1.5. Résumé

Nous avons étudié les dépendances de dispersion des OEMs normales dans la structure de guide d'ondes MO complexe  $SiO_2/YIG/(GGG/TiO_2)^N/vide$  pour une configuration MO transversale. Nos calculs démontrent l'influence prononcée du cristal photonique diélectrique recouvrant le guide d'ondes MO sur les caractéristiques de dispersion des modes TE et TM. On montre que la présence du cristal photonique conduit à une distorsion essentielle des courbes de dispersion, qui augmente avec l'augmentation du nombre de périodes de la structure photonique. Nous avons également étudié le cas où la période  $d$  du cristal photonique est comparable à la longueur d'onde de travail  $\lambda_0$  du guide d'ondes et dans la limite des grandes longueurs d'onde ( $d \ll \lambda_0$ ). Nous avons montré que la relation entre les paramètres géométriques de la structure considérée (en particulier, la période du cristal photonique) et la longueur d'onde de travail est un facteur crucial qui affecte le comportement des courbes de dispersion. Nous espérons que nos résultats seront utiles pour la conception de dispositifs complexes (basés sur des guides d'ondes MOs et des cristaux photoniques) pour la photonique intégrée moderne et pourront ouvrir de nouvelles opportunités pour des

applications possibles dans les dispositifs photoniques.

Les résultats présentés dans cette section ont été publiés dans la revue à comité de lecture suivante :

1. N. N. Dadoenkova, I. S. Panyaev, D. G. Sannikov, Yu. S. Dadoenkova, I. A. Rozhleys, M. Krawczyk, I. L. Lyubchanskii, "Complex waveguide based on a magneto-optic layer and a dielectric photonic crystal", *Superlattices Microstruct.* **100**, 45-56 (2016).

En dehors de ces études, je voudrais mentionner l'article suivant sur un sujet connexe que j'ai publié en co-auteur avec mes collègues de Russie et d'Ukraine :

2. I. S. Panyaev, N. N. Dadoenkova, Yu. S. Dadoenkova, I. A. Rozhleys, M. Krawczyk, I. L. Lyubchanskii, D. G. Sannikov, "Four-layer nanocomposite structure as an effective optical waveguide for near-IR regime", *J. Phys. D* **49**, 435103 (2016).

Nous présentons une étude théorique de la dispersion et des propriétés énergétiques des ondes propres (modes TE et TM) dans une structure à quatre couches composée d'une couche de guidage MO de grenat de fer et d'yttrium sur un substrat diélectrique recouvert d'une multicouche de guidage nanocomposite planaire. Les propriétés bigyotropes de YIG sont prises en compte pour obtenir l'équation de dispersion, et un algorithme original pour l'identification des modes guidés est proposé. Nous avons démontré la commutation de polarisation des modes TE et TM en fonction des paramètres géométriques des couches guidantes. Les diagrammes de dispersion et les profils de champ sont utilisés pour illustrer le changement des propriétés de propagation avec la variation du rapport d'épaisseur multicouche des couches du nanocomposite. Les distributions de flux d'énergie à travers la structure sont calculées et les conditions du régime de guidage optimal sont obtenues. Un rapport de commutation de puissance dans les couches de guide d'ondes d'environ 6 dB pour la gamme de longueurs d'onde de 100 nm est atteint.

3. I. S. Panyaev, N. N. Dadoenkova, Yu. S. Dadoenkova, I. A. Rozhleys, M. Krawczyk, I. L. Lyubchanskii, D. G. Sannikov, "Optical properties of a four-layer waveguiding nanocomposite structure in near-IR regime", *Opt. Quant. Electron.* **48**, 556-566 (2016).

Nous présentons une étude théorique des propriétés optiques des modes TE et TM dans une structure à quatre couches composée d'une couche de guidage MO de YIG sur un substrat diélectrique non magnétique recouvert d'une multicouche de guidage nanocomposite plane. Nous examinons des problèmes importants pour les modes TM, calculons et comparons en détail les spectres de dispersion et les distributions de flux d'énergie à travers la structure pour les modes TE et TM de différents ordres et montrons de nouvelles fonctionnalités concernant les possibilités de division, de commutation et de filtrage des modes fondamentaux des polarisations orthogonales. L'approche théorique présentée peut être utilisée pour la conception de différents dispositifs MO avec des propriétés optiques présélectionnées.

### Références

1. P. Yeh and A. Yariv, *Opt. Comm.* **19** (1976) 427.
2. P. Yeh, A. Yariv, and Ch. -Sh. Hong, *J. Opt. Soc. Am.* **67**, 423 (1977).
3. J. Joannopoulos, R. Meade, J. Winn, *Photonic Crystals* (Princeton, Princeton University Press, 1995).
4. J. Li and K. S. Chiang, *J. Opt. Soc. Am. B* **24**, 1942 (2007).
5. J. Li and K. S. Chiang, *Opt. Comm.* **281**, 5797 (2008).
6. B. R. West and A. S. Helmy, *J. Opt. Soc. Am. B* **23**, 1207 (2006).
7. Yu Li *et al.*, *Opt. Express* **17**, 11179 (2009).
8. V. I. Fesenko and V. R. Tuz, *Opt. Comm.* **365**, 225 (2016).
9. Y. Fink *et al.*, *Science* **282**, 1679 (1998).
10. B. Liun *et al.*, *Opt. Comm.* **368**, 7(2016).

11. A. Mizrahi and L. Schachter, Phys. Rev. E **70**, 016505 (2004).
12. Y. Sakurai and F. Koyama, Jpn. J. Appl. Phys. **43**, L631 (2004).
13. E. Simova and I. Golub, Opt. Express **11**, 3425 (2003).
14. C. Wächter *et al.*, J. Appl. Phys. **71**, 3688 (1992).
15. A. S. Helmy, B. R. West, IEEE J. Selected Topics in Quantum Electronics **12**, 431 (2006).
16. H. Dötsch *et al.*, J. Opt. Soc. Am. B **22**, 240 (2005).
17. I. L. Lyubchanskii *et al.*, J. Phys. D: Appl. Phys. **36**, R277 (2003).
18. Yu. Shoji and T. Mitsumoto, Sci. Technol. Adv. Mater. **15**, 014602 (2014).
19. N. E. Khokhlov *et al.*, J. Phys. D: Appl. Phys. **48**, 095001 (2015).
20. D. A. Sylgacheva *et al.*, J. of Phys.: Conf. Series **714**, 012016, (2016).
21. D. Sylgacheva *et al.*, Opt. Lett. **41**, 3813 (2016).
22. M. Torfeh and H. Le Gall, Phys. Stat. Sol. A **63**, 247 (1981).
23. S. B. Borisov, N. N. Dadoenkova, and I. L. Lyubchanskii, Opt. Spectr. **71**, 861(1991).
24. D. W. Berreman, J. Opt. Soc. Am. **62**, 502 (1972).
25. A. G. Gurevich and G. A. Melkov, *Magnetization Oscillations and Waves* (New York, CRS Press, 1996).
26. W. Cai and V. M. Shalaev, *Optical Metamaterials. Fundamentals and Applications* (Springer, New York).
27. N. N. Dadoenkova *et al.*, Superlattices Microstruct. **100**, 45 (2016).

### E.II. SUPERMODES DANS DEUX GUIDES D'ONDES BIGYROTROPES COUPLÉS

Comme il a été montré ci-dessus, un système de guidage multicouche avec une couche magnétique présente des particularités intéressantes en termes de spectres des modes. Cependant, l'influence des propriétés magnétiques sur les spectres n'a pas été étudiée dans nos travaux. D'autre part, plusieurs couches magnétiques dans un système de guidage donnent plus de possibilités pour contrôler les modes électromagnétiques guidés.

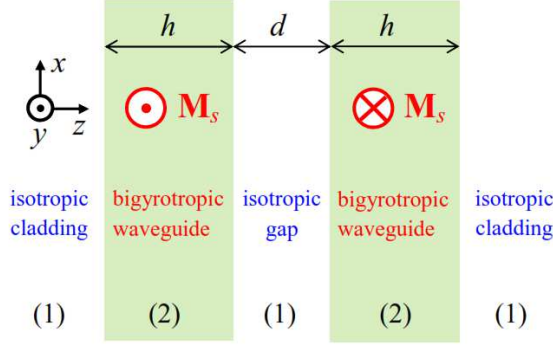
Dans cette sous-section, j'aborde principalement une autre caractéristique des guides d'ondes MO, en me concentrant non pas sur la non-réciprocité mais sur la possibilité de contrôle des modes. Nous étudions les supermodes pairs/impairs d'un coupleur directionnel intégré constitué de deux guides d'ondes MO planaires identiques entourés de gaines isotropes et séparés par une couche intercalaire isotrope. Dans les guides d'ondes optiques couplés classiques constitués de milieux isotropes, les supermodes d'un tel système symétrique consistent en la combinaison linéaire pair/impair des modes pris en charge par les deux guides d'ondes monomodes isolés [1-3]. La nature MO des guides dans le système étudié ici apporte un degré de liberté supplémentaire avec le contrôle potentiel de la direction d'aimantation dans chaque guide d'ondes. Nous décrivons les propriétés modales d'un tel système, avec un accent particulier sur le contrôle de la force de couplage par une inversion de l'aimantation dans l'un des guides. Deux configurations seront donc étudiées : celle dite parallèle, dans laquelle les deux couches MO partagent la même direction d'aimantation, et celle dite antiparallèle, dans laquelle leurs directions d'aimantation sont opposées. Notre intention est de montrer que l'inversion de l'aimantation dans l'un des guides d'ondes permet un contrôle des supermodes et de l'efficacité de couplage dépendant de la polarisation.

#### E.II.1. Guides d'ondes magnétiques couplés

Le système à l'étude est constitué de deux guides d'ondes à couches parallèles (planaires) d'égale épaisseur  $h$  et séparés par une couche intercalaire d'épaisseur  $d$  (figure E10). Les couches sont constituées d'un milieu MO bigyrotrope (noté (2) sur la figure), et entourées d'un milieu isotrope non magnétique (1). Tous les milieux sont supposés linéaires et sans pertes. La propagation de la lumière de fréquence angulaire  $\omega$  s'effectue dans le plan ( $xz$ ) d'un référentiel cartésien. La dépendance temporelle est prise en  $\exp(+i\omega t)$ . Les guides sont aimantés à saturation selon l'axe des  $y$ , et la largeur  $d$  de la couche intercalaire est supposée suffisamment grande pour permettre une aimantation indépendante des guides, de sorte que chaque guide

---

d'ondes monomode isolé peut être soit dans un état magnétique « haut » (vecteur aimantation  $\mathbf{M}_s = +M_s \mathbf{e}_y$ ), soit dans un état magnétique « bas » ( $\mathbf{M}_s = -M_s \mathbf{e}_y$ ). D'autre part,  $d$  est suffisamment petit pour garantir un couplage mutuel entre les guides d'ondes adjacents.



**Figure E10.** Système de deux guides d'ondes bigyrotropes couplés, ici représentés dans la configuration magnétique anti-parallèle « haut-bas ». La largeur commune des couches guidantes (2) est  $h$ , et celle de la couche intercalaire diélectrique isotrope est  $d$ .

La permittivité relative scalaire du milieu (1) est notée  $\varepsilon_1$  et sa perméabilité relative est  $\mu_1 = 1$ . Les tenseurs relatifs de permittivité  $\hat{\varepsilon}_2$  et de perméabilité  $\hat{\mu}_2$  du milieu bigyrotrope cubique (2) de type Bi:YIG, dans la configuration MO transverse, en prenant en compte les interactions MO linéaires et quadratique, s peuvent être écrits comme dans les équations (B10-B11) avec  $m_x = m_z = 0$ . Dans le cas d'une inversion d'aimantation (de « haut » à « bas » ou *vice versa*), les éléments non-diagonaux de  $\hat{\varepsilon}_2$  et  $\hat{\mu}_2$  changent de signe, tandis que les éléments diagonaux dépendant de l'aimantation restent inchangés. Dans notre étude, nous prenons en compte à la fois les termes  $f^{(e,m)}$  et  $g^{(e,m)}$  des équations (B10), car il a été montré que dans certains milieux, y compris Bi:YIG, les éléments non-diagonaux des tenseurs de permittivité et de perméabilité peuvent avoir des valeurs comparables [4, 5]. Dans la configuration MO transverse, les états de polarisation TE et TM sont des états propres du système.

À noter que si le guidage a effectivement lieu dans une couche bigyrotrope, alors son indice de réfraction  $n_2$  et l'indice de réfraction  $n_1$  du milieu isotrope environnant vérifient  $n_1 < n_2$ . L'angle critique de réflexion totale à l'interface est  $\theta_{cr} = \arcsin(n_1/n_2)$ . Deux cas se présentent, selon la valeur de l'angle d'incidence  $\theta$  :

- $\theta < \theta_{cr}$  (régime de réflexion normal);
- $\theta > \theta_{cr}$  (réflexion interne totale). Ce cas correspond au régime guidé — désormais, le seul dont nous nous occuperons.

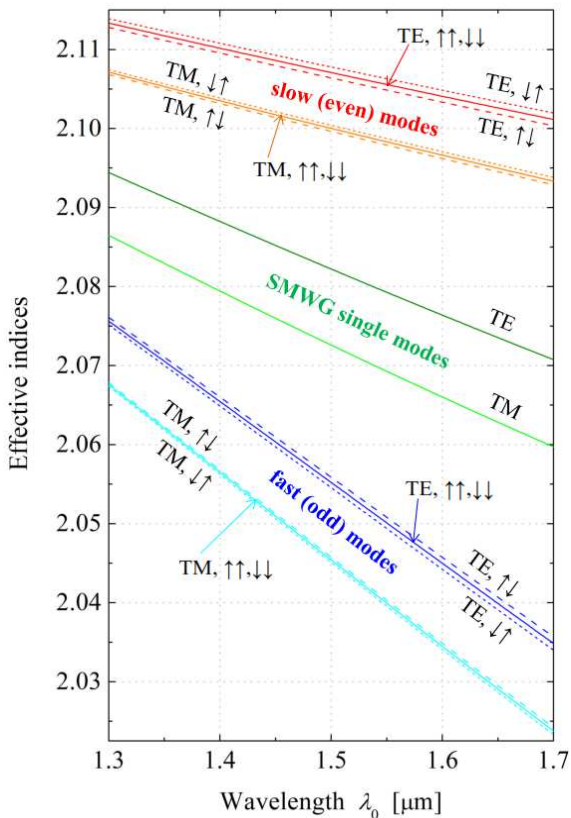
Dans ce qui suit, le milieu bigyrotrope (2) est du YIG dopé au bismuth (Bi:YIG) et le milieu non magnétique (1) entourant les guides d'ondes magnétiques est GGG. Les applications numériques sont principalement réalisées à  $\lambda_0 = 1,5 \mu\text{m}$ , où  $\varepsilon_1 = 3,7636$  dans GGG [6] et les paramètres relatifs à Bi:YIG prennent les valeurs suivantes :  $\varepsilon_{\perp} = 4,639$ ,  $\varepsilon_{\parallel} = 4,641$ ,  $\varepsilon' = 0,02$ ,  $\mu_{\perp} = 1,0077$ ,  $\mu_{\parallel} = 1,0078$ , et  $\mu' = 0,0077$  [7]. La largeur du guide d'ondes monomode est  $h = (\lambda_0/2) = 0,75 \mu\text{m}$ .

Nous tenons à souligner que même si les milieux ne sont pas dispersifs, la dispersion modale est toujours présente. Cette dernière peut être formulée en évaluant le système à différentes longueurs d'onde. Par exemple, dans le guide d'ondes monomode, en négligeant la dispersion chromatique des milieux, une expansion linéaire du premier ordre pour l'indice effectif autour de  $\lambda_{ref} = 1,5 \mu\text{m}$  peut alors être obtenue pour le mode TE comme  $n_{eff}^{TE}(\lambda_0) \approx 2,0822 - 0,0593(\lambda_0 - \lambda_{ref})$ . L'indice de groupe correspondant est  $n_g^{TE} \approx 2,1712$ . Cette approche, transposée à l'état TM avec les ajustements appropriés, donne  $n_{eff}^{TM}(\lambda_0) \approx 2,0726 - 0,06705(\lambda_0 - \lambda_{ref})$  et un indice de groupe  $n_g^{TM} \approx 2,1732$ . Le mode TM apparaît ainsi légèrement plus dispersif que le mode TE.



Considérons maintenant le système composé de deux guides d'ondes monomodes. Les calculs montrent que la constante de propagation dans les deux guides d'ondes monomodes est identique : ils sont strictement accordés en phase. Autrement dit, l'indice effectif d'un guide d'ondes monomode isolé ne dépend pas du sens du vecteur aimantation  $\mathbf{M}_s$  : cela pourrait être attendu à partir de considérations de symétrie de base.

Dans le système couplé, quatre configurations magnétiques sont possibles : deux parallèles (« haut-haut » et « bas-bas ») et deux anti-parallèles (« haut-bas » et « bas-haut »). Nous montrons que les systèmes couplés anti-parallèles présentent des supermodes légèrement différents de ceux des systèmes parallèles. Dans toutes les configurations, le système couplé présente deux supermodes, associés à des indices effectifs différents : comme dans les systèmes couplés classiques, on obtient un supermode lent (d'indice effectif plus grand) et un rapide (d'indice effectif plus petit).



**Figure E12.** Dispersion modale des indices effectifs autour de  $\lambda_{ref} = 1,5 \mu\text{m}$  (de haut en bas, mode lent, monomode, mode rapide) en configuration parallèle (lignes continues) et antiparallèle (lignes pointillées) pour les états TE et le TM.

La dispersion modale du système couplé peut être déterminée de la même manière que pour le guide d'ondes monomode, en évaluant les indices effectifs du supermode à différentes longueurs d'onde. On voit sur la figure E12 que cette dispersion est quasi-linéaire autour de  $\lambda_{ref} = 1,5 \mu\text{m}$ . Dans la configuration anti-parallèle, une petite différence peut être observée entre les indices effectifs des supermodes TE et TM pour les états propres de polarisation TE et TM. Les indices effectifs des supermodes lents diminuent légèrement lors du passage de la configuration parallèle à la configuration antiparallèle, alors que ceux des supermodes rapides augmentent.

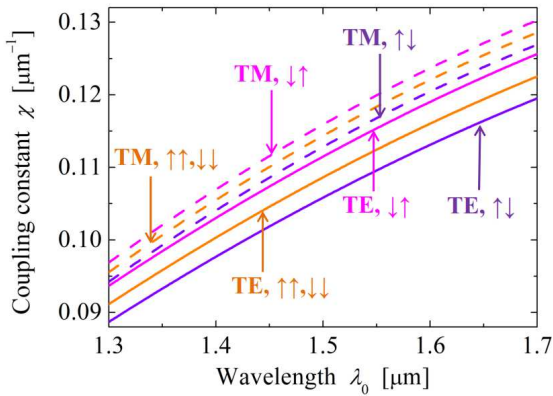
De plus, la variation des indices effectifs lors d'un retournement d'aimantation dans l'un des guides est plus prononcée pour les modes TE que pour les modes TM. Cela peut être lié au fait que pour Bi:YIG, l'élément non-diagonal du tenseur de permittivité qui conditionne le comportement des modes TE lors de l'inversion de l'aimantation est plus grand que l'élément non-diagonal du tenseur de perméabilité qui joue un rôle similaire pour les modes TM.

La *constante de couplage*  $\chi$  est particulièrement importante pour les applications potentielles, souvent

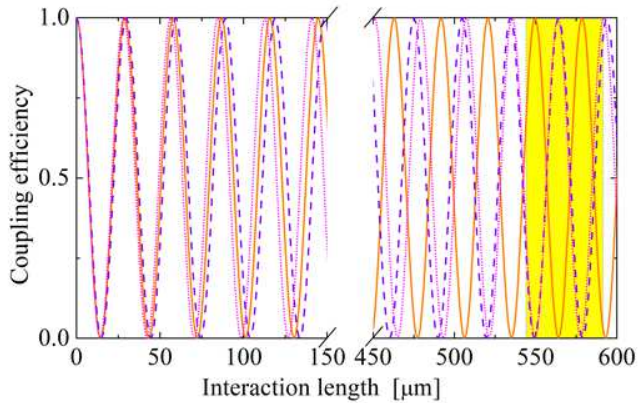
discutée en termes de *longueur de couplage*  $L_c = \pi(2\chi)$ , et définie comme la distance sur laquelle la puissance transportée par un guide est totalement transférée dans l'autre [2]. En notant  $\beta_s$  et  $\beta_f$  respectivement les constantes de propagation des supermodes lent et rapide, on peut écrire  $\chi$  [1, 8] selon :

$$\chi = \frac{\beta_s - \beta_f}{2}. \quad (\text{E14})$$

La figure E13 montre l'évolution de cette constante de couplage  $\chi$  en fonction de la longueur d'onde, pour les quatre configurations magnétiques et les deux états propres de polarisation. Dans un système réel, l'inversion d'aimantation dans une couche ne doit pas interférer avec l'aimantation dans l'autre : cela pose des limites pratiques à la valeur inférieure acceptable pour le gap  $d$  (épaisseur de la couche intercalaire isotrope). Une valeur de  $d = h/4$  semble un bon compromis entre efficacité et stabilité.



**Figure E13.** Dispersion modale de la constante de couplage autour de  $\lambda_{ref} = 1,5 \mu\text{m}$  dans les configurations parallèle et antiparallèle, pour les polarisations TE (lignes continues) et TM (lignes pointillées).



**Figure E15.** Efficacité de couplage vs longueur d'interaction pour le mode TE dans les configurations parallèle (courbe orange) et antiparallèle  $\uparrow\downarrow$  (courbe pointillée violette) et  $\downarrow\uparrow$  (courbe pointillée magenta) pour  $\lambda_0 = 1,5 \mu\text{m}$  et  $d = h/4$ . La zone jaune indique la longueur d'interaction sur laquelle un excellent contraste de transmission peut être obtenu entre les configurations parallèle et anti-parallèle.

Dans un coupleur directionnel idéalement sans pertes et parfaitement adapté en phase, caractérisé par une constante de couplage  $\chi$ , l'échange d'énergie entre les deux guides d'ondes est spatialement périodique, de période  $\pi/\chi$  (deux fois la longueur de couplage  $L_c$ ). Ainsi, il devient possible d'exploiter la différence entre les constantes de couplage parallèle et anti-parallèle dans un tel coupleur à contrôle magnétique. Comme illustré sur la figure E15, pour une longueur d'interaction réelle d'environ  $500 \mu\text{m}$  (valeur tout à fait réaliste), l'échange parallèle peut être totalement obtenu d'un guide d'ondes à l'autre, alors que l'échange anti-parallèle ramène toute la puissance injectée dans le canal initial. En conséquence, le passage du système de la configuration parallèle à la configuration anti-parallèle (ou inversement) peut modifier totalement ses propriétés de transmission : un excellent contraste peut donc être obtenu entre les deux configurations, permettant ainsi d'éventuelles applications de commutation ou d'adressage.

Jusqu'à présent, nous n'avons considéré que la propagation unidirectionnelle. Quant à la non-réciprocité, elle peut être comprise en étudiant les conséquences de l'inversion de l'espace le long de l'axe des  $x$ . Par conséquent :

- le guide d'ondes monomode reste strictement réciproque ;
- les deux configurations parallèles (« haut-haut » et « bas-bas ») restent strictement réciproques ;
- comme les configurations antiparallèles s'échangent mutuellement par inversion spatiale le long de l'axe des  $x$ , elles sont non réciproques ;
  - le déphasage non réciproque est directement proportionnel à la différence entre les constantes de propagation anti-parallèle (« haut-bas » et « bas-haut ») ;
  - toutes ces conclusions sont également vraies pour les états de polarisation TE et TM. Cela peut sembler particulier, car la non-réciprocité apparaît souvent restreinte aux modes guidés TM (voir par exemple [9]), mais nous tenons à souligner que la nature bigyrotrope des milieux considérés, ainsi que notre géométrie spécifique de couche (planaire), assurent une parfaite équivalence formelle entre les états TE et TM.

### E.II.2. Résumé

En étudiant un ensemble de deux guides d'ondes magnétiques bigyrotropes couplés encastrés dans des couches isotropes, nous avons trouvé qu'avec une orientation pratique des axes cristallographiques, l'ensemble du système se comporte d'une manière très similaire à un système classique (tout isotrope). Ceci est dû au fait que, dans la configuration MO transverse, les états de polarisation TE et TM sont de véritables états propres, d'indices effectifs purement réels, qui restent conservés par réflexion interne totale.

Le guide d'ondes monomode plan supporte un mode dont la vitesse de phase ne dépend pas du signe du vecteur aimantation. D'autre part, lors du couplage de deux guides d'ondes monomodes, même si un accord de phase parfait reste automatiquement vérifié pour les configurations parallèles et antiparallèles, la force de couplage dépend des directions d'aimantation relatives dans les guides d'ondes. Cela conduit à des valeurs différentes pour la constante de couplage, elle-même une manifestation directe de la levée de la dégénérescence entre les supermodes lent (pair) et rapide (impair). Ceci peut également être interprété comme une conséquence subtile des caractéristiques spécifiques des coefficients de réflexion de type Fresnel.

Ce comportement inhabituel ouvre la voie au contrôle de la constante de couplage : pour une longueur d'interaction donnée, le passage d'une configuration parallèle à une configuration anti-parallèle permet de moduler le coupleur avec un contraste important. Même dans une configuration anti-parallèle, un parfait accord de phase garantit que la conversion totale peut toujours être réalisée d'un guide d'ondes vers l'autre.

Notons que cet effet pourrait être renforcé en insérant le coupleur dans une cavité résonante, comme dans [10], en profitant d'un schéma à passes multiples.

Les résultats présentés dans cette section ont été publiés dans la revue à comité de lecture suivante :

1. Y. G. Boucher, F. F. L. Bentivegna, Yu. S. Dadoenkova, "Supermodes in coupled bigyrotropic slab waveguides," *IEEE J. Quant. Electron.* **54**, 6200208 (2018).

### Références

1. A. Yariv and P. Yeh, *Optical Waves in Crystals* (New York, Wiley, 1984).
2. T. Tamir (ed.), *Guided-Wave Optoelectronics* (Berlin, Springer-Verlag, 1990).
3. C.-L. Chen, *Foundations for Guided-Wave Optics* (New York, Wiley, 2007).
4. I. L. Lyubchanskii *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **85**, 5932 (2004).
5. A. N. Ageev *et al.*, *Sov. Phys. JETP* **71**, 776 (1990).
6. O. Bárta *et al.*, *Opto-Electron. Rev.* **9**, 320 (2001).
7. M. Torfeh and H. Le Gall, *Phys. Status Solidi A* **63**, 247 (1981).
8. Y. G. Boucher, *Opt. Eng.* **53**, 071810 (2014).
9. P. Pintus, *Opt. Exp.* **22**, 15737 (2014).
10. Y. G. Boucher and P. Féron, *IEEE J. Quantum Electronics* **54**, 6300206 (2018).

**F. AMPLIFICATION DE PLASMONS POLARITONS DE SURFACE PAR UN COURANT ÉLECTRIQUE DANS DES STRUCTURES À BASE DE CARBONE**

Après des études de guides d'ondes MOs, je me suis intéressée à la propagation d'ondes électromagnétiques dans des guides d'ondes semiconducteurs. Dans de tels systèmes, un type spécifique d'onde électromagnétique peut exister — ce qu'on appelle un *plasmon polariton de surface* (PPS), c'est-à-dire une onde électromagnétique de surface polarisée TM qui se propage le long d'une interface métal-diélectrique ou semiconducteur-diélectrique et dont les champs sont couplés à des oscillations périodiques de la densité de charges dans le milieu conducteur. De telles ondes possèdent des valeurs d'amortissement élevées qui limitent leur utilisation potentielle et c'est pourquoi de nombreuses études ont été consacrées à des méthodes d'amplification de PPSs. Notre objectif était d'étudier la possibilité d'amplifier de telles ondes par un courant électrique continu. Pour cela, nous avons considéré un guide d'ondes semiconducteur contenant une nanocouche de graphène ou un nanotube de carbone, car ces derniers sont caractérisés par de grandes valeurs de la vitesse de conduction du courant électrique qui sont comparables à la vitesse de phase de PPSs lents se propageant à l'interface entre une couche semiconductrice et un substrat diélectrique — une condition nécessaire pour une amplification efficace de l'onde de surface.

### F.I. INTRODUCTION : MÉTHODES D'AMPLIFICATION DE PLASMONS POLARITONS DE SURFACE

Le développement de la plasmonique au cours des deux dernières décennies ouvre la possibilité de créer des dispositifs uniques avec des caractéristiques dépassant largement les analogues existants [1, 2]. Le principal avantage des dispositifs à plasmons par rapport aux dispositifs optiques classiques est apporté par les propriétés uniques de PPSs, qui présentent une forte exaltation du champ électromagnétique, une localisation sub-longueur d'onde et une sensibilité élevée à l'environnement diélectrique englobant.

De nombreux travaux théoriques et expérimentaux ont été consacrés à l'étude des méthodes d'excitation de PPSs. Pour citer quelques exemples récents, l'excitation de PPSs contrôlée en amplitude et en phase avec des métasurfaces et des métastructures constituées de nanoantennes périodiques a été démontrée expérimentalement dans [3, 4] ; une nanoantenne pour la génération électrique de PPSs a été proposée dans [5] ; la génération de PPSs avec une source plasmonique basée sur un microdisque [6] et une nanofente métallique trapézoïdale à angle droit [7] a également été discutée.

L'amplification associée à un processus de rétroaction peut conduire à la génération de PPSs. De telles structures, appelées SPASERS ou lasers à PPS [8, 9], peuvent être utilisées pour de nombreuses applications pratiques [10, 11]. À l'heure actuelle, le problème de l'amplification efficace de PPSs dans des nanostructures actives est l'une des principales tâches du développement de la technologie plasmonique [12, 13]. Cette amplification peut être obtenue en utilisant le mécanisme de transfert d'énergie des oscillations du plasma, qui sont entretenues par un courant continu, vers les PPSs, qui ont une nature électromagnétique [14-16]. Dans cette section, un mécanisme d'amplification de PPS due au transfert d'énergie d'un courant électrique dans le graphène et/ou un nanotube de carbone vers une onde de surface infrarouge à l'interface entre un milieu semiconducteur et un milieu diélectrique est discuté. Nous proposons également un modèle de laser à PPS à rétroaction distribuée pompé par un courant électrique circulant dans une couche de graphène ou dans un nanotube de carbone. Nous montrons que la particularité de tels lasers est la génération de PPSs à différentes fréquences.

### F.II. GÉNÉRATION ET AMPLIFICATION DE PLASMONS POLARITONS DE SURFACE DANS UNE STRUCTURE CONTENANT DU GRAPHÈNE

#### F.II.1. Condition d'obtention de l'amplification par un courant électrique continu

Considérons une structure de guide d'ondes composée d'une couche semiconductrice séparée d'un substrat diélectrique par une monocouche de graphène, comme le montre la figure F1. La permittivité diélectrique du semiconducteur dans le régime infrarouge lointain est donnée par  $\epsilon_2 \approx \epsilon_\infty \left[ 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega - i\gamma)} \right] = \epsilon_2' + i\epsilon_2''$ ,  $\{\epsilon_2', \epsilon_2''\} < 0$ , où  $\omega$  et  $\omega_p$  sont respectivement les fréquences angulaire et plasma,  $\gamma > 0$  est un paramètre de relaxation, et la dépendance temporelle des ondes est en  $\exp(i\omega t)$ . Le substrat diélectrique est semi-infini, avec une permittivité diélectrique  $\epsilon_3 > 0$ , et le milieu situé au-dessus du guide d'ondes est le vide. Nous supposons que des PPS infrarouges lointains sont générés dans de tels guides d'ondes plasmoniques à couches minces. Un courant électrique continu est induit dans le graphène par une tension appliquée  $U_0$ , et la direction du flux d'électrons coïncide avec la direction de propagation des PPS (flèches rouges sur la figure F1). On considère d'abord le cas d'une couche semiconductrice d'épaisseur uniforme  $d$ .

Tout d'abord, j'effectue une brève analyse de l'amplification de PPS à l'aide d'un pompage par un courant

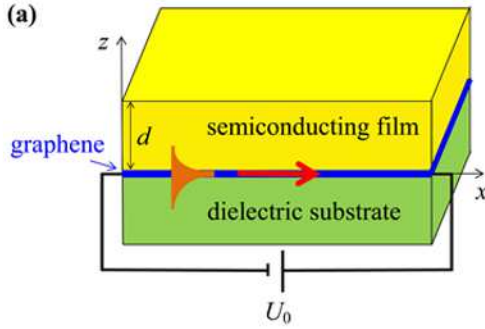
---

électrique dans la structure illustrée schématiquement sur la figure F1. Il est à noter que dans cette structure, le courant est localisé dans le graphène car sa conductivité est bien supérieure à celle de la couche semiconductrice [17].

Nous supposons qu'un PPS se propage avec la composante longitudinale du vecteur d'onde  $\beta = \beta' + i\beta''$  ( $\beta'' < 0$ , ce qui correspond à l'amortissement PPS dans la direction de propagation si la dépendance temporelle du PPS est prise comme  $\exp(i\omega t)$ ), et la composante de champ électrique longitudinal  $\tilde{E}_x(x, z, t) = E_x(x, z) \exp[i(\omega t - \beta x)]$ . Compte tenu de la présence de la monocouche de graphène de conductivité  $\sigma$ , on peut écrire la relation entre la constante de propagation et la fréquence de l'onde PPS dans cette structure sous la forme suivante [18] :

$$\exp(-2q_2 d) = \frac{q_2 \varepsilon_1 + q_1 \varepsilon_2}{q_2 \varepsilon_1 - q_1 \varepsilon_2} \cdot \frac{q_2 \varepsilon_3 + q_3 \varepsilon_2 + i4\pi q_2 q_3 \sigma / \omega}{q_2 \varepsilon_3 - q_3 \varepsilon_2 + i4\pi q_2 q_3 \sigma / \omega}, \quad (\text{F1})$$

où  $q_j = \sqrt{\beta^2 - k_0^2 \varepsilon_j}$  est la composante transversale du vecteur d'onde du PPS dans le milieu  $j = 1, 2, 3$  indiquant respectivement le vide, la couche semiconductrice et le substrat diélectrique.



**Fig F1.** Schéma d'une structure de guide d'ondes : une couche semiconductrice d'épaisseur uniforme  $d$  avec une seule couche de graphène déposée est placée sur un substrat diélectrique semi-infini.

L'influence du courant d'intensité  $I$  sur le champ électrique du PPS peut être décrite par l'équation suivante [19, 20] :

$$\frac{dE_x}{dx} + i \frac{\omega}{V_{ph}} E_x = -\frac{1}{2} \left( \frac{\omega}{V_{ph}} \right)^2 K I, \quad (\text{F2})$$

où le paramètre de couplage  $K$  peut être écrit comme [17] :

$$K = \frac{4\pi V_{ph}^2}{\varepsilon_\infty (\omega^2 + \omega_p^2) V_g} \frac{\eta}{L_y h} \quad (\text{F3})$$

avec  $V_{ph} = \omega / \beta'$  et  $V_g = \partial \omega / \partial \beta'$  étant les vitesses de phase et de groupe de l'onde PPS,  $h = 1 / \text{Re}[q_2] \sim 1 / \beta'$  étant la profondeur de pénétration du PPS dans la couche semiconductrice, et  $L_y$  la largeur de la couche de graphène. Le paramètre  $\eta = |E_x|^2 / (|E_x|^2 + |E_z|^2)$  s'écrit [21] :

$$\eta \approx \frac{(\varepsilon'_2 k_0)^2}{\beta'^2 (\varepsilon'_2 + \varepsilon_3)^2 + (\varepsilon'_2 k_0)^2}. \quad (\text{F4})$$

Le champ électrique du PPS module l'amplitude du courant électrique le long de la couche de graphène. Pour décrire l'interaction entre le courant électrique et une onde PPS lente, nous introduisons une faible perturbation  $\Delta I(x) = I(x) - I_0 \ll I_0$  de l'intensité du courant, où  $I_0 = n_0 |e^*| V_0 L_y$  est l'intensité du courant

non perturbé, et  $e^*$ ,  $n_0$  et  $V_0$  sont respectivement la charge effective, la densité de surface et la vitesse de dérive des porteurs de charge dans le graphène. L'évolution de  $\Delta I$  peut être obtenue à partir de l'équation suivante [20] :

$$\frac{d^2 \Delta I}{dx^2} + 2i \frac{\omega}{V_0} \frac{d \Delta I}{dx} - \frac{1}{V_0^2} (\omega^2 - \omega_q^2) \Delta I = i \frac{\omega}{V_0} \frac{I_0}{2U_0} E_x, \quad (F5)$$

où  $\omega_q \approx \sqrt{4\pi e^{*2} n_0 \beta' / \epsilon_\infty m^*}$  est une fréquence plasma réduite qui prend en compte les paramètres géométriques du guide d'ondes, avec  $m^*$  étant la masse effective des porteurs de charge dans le graphène.

Ainsi, l'influence mutuelle du champ électrique du PPS et du courant électrique conduit à une dépendance conjointe de leurs amplitudes. On suppose que  $\{\Delta I(x), E_x(x)\} \sim \exp(-iGx)$ , où  $G$  est le vecteur d'onde de la perturbation. Dans ce cas, la condition de compatibilité pour l'ensemble d'équations (F2) et (F5) conduit à la relation de dispersion suivante :

$$(\omega - GV_{ph}) \left[ (\omega - GV_0)^2 - \omega_q^2 \right] = C^3 \omega^3, \quad (F6)$$

où l'analogie du paramètre de Pierce  $C$  de la théorie des tubes à ondes progressives [19] peut être écrit comme [17] :

$$C \approx \left( \frac{\eta}{2} \frac{\omega_q^2}{\omega^2 + \omega_p^2} \frac{V_{ph}}{V_g} \right)^{1/3}. \quad (F7)$$

Les racines complexes de l'équation (F6) donnent la valeur du coefficient d'amplification  $\alpha$  des PPS comme

$$\alpha = |\text{Im}(G)|. \quad (F8)$$

Nous présentons les résultats de l'analyse numérique des équations présentées ci-dessus, et discutons des régimes d'amplification et de génération d'ondes PPS. Pour les calculs numériques, nous avons pris les valeurs suivantes des paramètres caractéristiques des milieux formant la structure :  $\epsilon_\infty = 10,89$ ,  $\omega_p = 34,2 \cdot 10^{12} \text{ s}^{-1}$  [22] et  $\gamma = 0,01 \omega_p$  pour le semiconducteur (GaAs), les permittivités diélectriques de la gaine et du substrat étant respectivement  $\epsilon_1 = 1$  (l'air),  $\epsilon_3 = 4$  (SiO<sub>2</sub>). L'épaisseur de la couche semiconductrice est  $d = 30 \text{ nm}$  et la longueur du guide d'ondes  $L = 250 \mu\text{m}$ . Pour un courant continu dans le graphène, la densité de porteurs de charge de surface est  $n_0 \approx 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  [23]. Nous supposons que les charges dans le graphène se déplacent avec une vitesse  $V_0 = 0,8 \cdot 10^8 \text{ cm/s}$  [24, 25].

La conductivité surfacique du graphène en régime térahertz est calculée à l'aide de l'expression suivante, qui prend en compte les pertes dans le graphène [26, 27] :

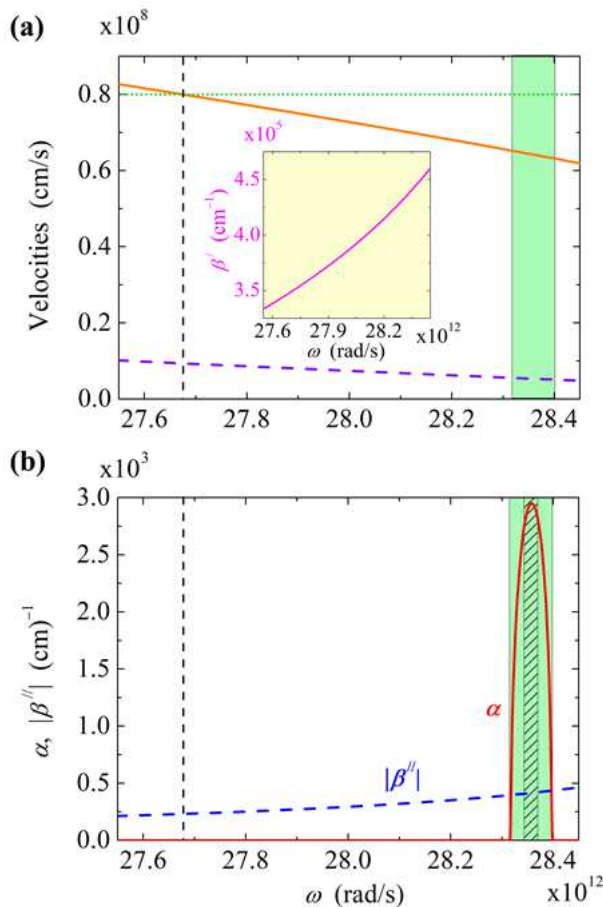
$$\sigma(\omega, \mu_c, \Gamma, T) = \frac{ie^2 (\omega + i2\Gamma)}{\pi \hbar} \left[ \int_0^\infty \frac{f_d(-\omega) - f_d(\omega)}{(\omega + i2\Gamma)^2 - 4\omega^2} d\omega - \frac{1}{(\omega + i2\Gamma)^2} \int_{-\infty}^\infty \frac{\partial f_d(\omega)}{\partial \omega} |\omega| d\omega \right], \quad (F14)$$

où  $f_d = \{\exp[(\hbar\omega - \mu_c)/k_B T] + 1\}^{-1}$  est la loi de Fermi-Dirac,  $\mu_c$  est le potentiel chimique,  $T$  est la température,  $\Gamma$  est un taux de diffusion phénoménologique,  $\hbar$  est la constante de Planck réduite, et  $k_B$  est la constante de Boltzmann. Dans nos calculs, nous supposons  $T = 300 \text{ K}$ ,  $\mu_c = 0,2 \text{ eV}$ , et  $\Gamma = 1 \text{ meV}$ .

La figure F2 montre la dispersion fréquentielle des paramètres du PPS en l'absence de modulation

spatiale de la couche semiconductrice (la structure illustrée schématiquement sur la figure F1a). Les vitesses de phase et de groupe du PPS sont représentées sur la figure F2a par les courbes respectivement orange et violette, et la ligne pointillée verte correspond à la vitesse du courant dans le graphène. La dispersion de la branche basse fréquence de la constante de propagation  $\beta'$  du PPS est illustrée dans l'encart de la figure F2a afin de montrer que les valeurs de  $\beta' \sim 10^5 \text{ cm}^{-1}$  sont de deux ordres de grandeur plus grandes que les valeurs de  $k_0 \sim 10^3 \text{ cm}^{-1}$  dans la gamme de fréquences considérée, donc  $\beta' \gg k_0$ . De la figure F2a il ressort que le PPS dans une couche semiconductrice peut être ralenti à des vitesses du même ordre de grandeur que la vitesse de dérive des porteurs de courant ( $V_{ph} < 10^8 \text{ cm/s}$ ), ce qui permet le transfert efficace d'énergie des porteurs de courant à l'OEM de surface. On peut voir que la condition  $V_{ph} = V_0$  est remplie à la fréquence  $\omega_{\text{syn}} \approx 27,67 \cdot 10^{12} \text{ rad/s}$ , comme montré avec la ligne verticale.

La dispersion du coefficient d'amplification  $\alpha$  du PPS et celle du coefficient de perte ohmique  $|\beta''|$  sont représentées sur la figure F2b avec respectivement les courbes rouge et bleue. Comme il ressort de la figure F2b, la largeur de la courbe d'amplification est  $\Delta\omega_\alpha \approx 0,08 \cdot 10^{12} \text{ rad/s}$ . En comparant les courbes rouge et bleue, on peut voir que la compensation de perte totale ( $\alpha > |\beta''|$ , zone verte) a lieu dans presque toute la zone d'amplification. Notons que le coefficient d'amplification maximal  $\alpha_{\text{max}} \approx 3 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-1}$  est environ six fois plus grand que le coefficient de perte  $|\beta''|$ . Il convient de noter que l'amplification dans le système se produit à des fréquences supérieures à  $\omega_{\text{syn}}$ , c'est-à-dire lorsque  $V_{ph} < V_0$ . Ce régime est lié au rayonnement Cherenkov dans un guide d'ondes plasmonique [28]. Le mode d'amplification correspondant des OEMs est typique, en général, des amplificateurs et générateurs hyperfréquences (tubes à ondes progressives et rétrogrades) [29]. Pour ces dispositifs, la plus grande amplification se produit également dans les conditions où la vitesse de dérive du courant dépasse la valeur de la vitesse de phase de l'onde amplifiée.



**Figure F2.** Dispersion de fréquence de (a) la vitesse de phase des PPSs  $V_{ph}$  (courbe orange), la vitesse de groupe  $V_g$  (ligne violette) et la vitesse du courant de dérive  $V_0$  (ligne verte) ; (b) coefficient d'amplification  $\alpha$  (courbe rouge) et valeur absolue du coefficient de perte  $|\beta''|$  (courbe bleue) pour les paramètres donnés dans le texte. L'encart en (a) montre la dispersion de la constante de propagation  $\beta'$  du PPS. La ligne verticale montre la fréquence correspondant à la condition  $V_{ph} = V_0$ . La zone verte montre l'intervalle de fréquence où  $\alpha > |\beta''|$ , et la zone hachurée correspond au régime de génération des PPS (voir les commentaires de la figure F3).



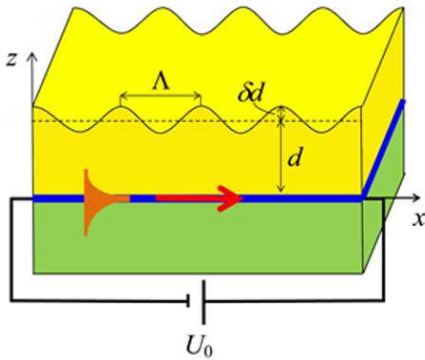
### F.II.2. Amplification résonante dans une structure à rétroaction distribuée

Considérons maintenant le même guide d'ondes, mais avec une épaisseur de la couche semiconductrice modulée spatialement avec une période  $\Lambda$  et une faible profondeur de modulation  $\delta d$  ( $\delta d \ll d$ ) (figure F3). La modulation spatiale de la couche semiconductrice fournit la modification de la constante de propagation des PPSs. La rétroaction distribuée fournie par la diffusion continue de l'onde de surface à partir d'une perturbation périodique d'épaisseur crée des conditions pour la génération de PPSs. Nous considérons le cas d'une épaisseur de couche légèrement variable  $\delta d = \chi d$ , lorsque la profondeur de modulation change dans la plage définie par  $10^{-4} \leq \chi \leq 10^{-2}$ .

Dans le cas d'une couche profilée périodiquement, des OEMs se propageant vers l'avant et vers l'arrière avec des amplitudes respectivement  $A \sim \exp[-i\beta'x + (\alpha - |\beta''|)x]$  et  $B \sim \exp[i(\beta' - 2\pi m/\Lambda)x + |\beta''|x]$  ( $m$  est un nombre entier), se forment dans ce système de guide d'ondes. Prenant en compte le désaccord du vecteur d'onde  $\Delta\beta = \beta' - \pi m/\Lambda$ , la dynamique des ondes de surface avant et arrière, en négligeant la déplétion de la pompe, est décrite par un système d'équations connu de la théorie des lasers à rétroaction distribuée [30] :

$$\frac{dA}{dx} = (\alpha - |\beta''|)A - i\kappa B \exp(2i\Delta\beta x), \quad \frac{dB}{dx} = |\beta''|B + i\kappa A \exp(-2i\Delta\beta x), \quad (\text{F9})$$

où le paramètre d'intensité de couplage inter-ondes peut être estimé comme  $\kappa \approx \chi\beta' / 2$ .



**Fig F3.** Schéma d'une structure de guide d'ondes : une couche semiconductrice déposée sur une monocouche de graphène qui est placée sur un substrat diélectrique semi-infini. L'épaisseur de la couche semiconductrice est modulée spatialement, avec une période  $\Lambda$  et une profondeur de modulation  $\delta d$ . La direction du flux d'électrons dans le graphène sous une tension appliquée  $U_0$  est indiquée par la flèche rouge.

Dans l'équation (F9), il est tenu compte du fait qu'une couche de graphène parcourue par un courant fournit une amplification uniquement pour l'onde directe d'amplitude  $A$ , alors que l'onde arrière réfléchie d'amplitude  $B$  n'est pas amplifiée en raison des directions opposées de la vitesse de phase de l'onde arrière et de la vitesse du courant de dérive, ce qui rend les conditions d'accord de phase insatisfaites.

En posant  $A = \tilde{A} \exp((\alpha - |\beta''|)x)$  et  $B = \tilde{B} \exp(|\beta''|x)$ , l'équation (F9) peut être écrite comme :

$$\frac{d\tilde{A}}{dx} = -i\kappa \tilde{B} \exp\{2i[\Delta\beta + ig]x\}, \quad \frac{d\tilde{B}}{dx} = i\kappa \tilde{A} \exp\{-2i[\Delta\beta + ig]x\}. \quad (\text{F10})$$

où  $g = \alpha/2 - |\beta''|$ . En tenant compte des conditions aux limites  $A(0) = A_0$  et  $B(L) = 0$ , la solution de l'équation (F10) s'écrit :

$$A(x) = A_0 \frac{(g - i\Delta\beta) \sinh[S(L-x)] - S \cosh[S(L-x)]}{(g - i\Delta\beta) \sinh(SL) - S \cosh(SL)} \exp\left\{\left(i\Delta\beta + \frac{\alpha}{2}\right)x\right\},$$

$$B(x) = A_0 \frac{i\kappa \sinh[S(L-x)]}{(g - i\Delta\beta) \sinh(SL) - S \cosh(SL)} \exp\left\{\left(-i\Delta\beta + \frac{\alpha}{2}\right)x\right\}, \quad (\text{F11})$$

avec  $S^2 = \kappa^2 + (g - i\Delta\beta)^2$ . À partir des solutions obtenues pour les amplitudes des ondes PPS aller et retour, les coefficients de réflexion  $R$  et de transmission  $T$  prennent la forme :

$$R = \left| \frac{B(0)}{A(0)} \right|^2 = \left| \frac{\kappa \sinh(SL)}{(g - i\Delta\beta) \sinh(SL) - S \cosh(SL)} \right|^2, \quad (\text{F12a})$$

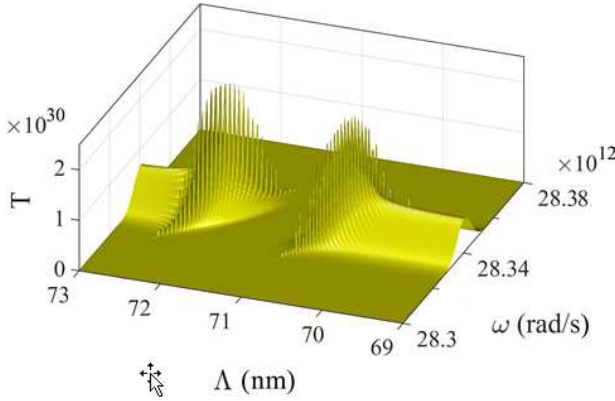
$$T = \left| \frac{A(L)}{A(0)} \right|^2 = \left| \frac{S \exp(\alpha L/2)}{(g - i\Delta\beta) \sinh(SL) - S \cosh(SL)} \right|^2. \quad (\text{F12b})$$

À partir des équations (F12), il s'ensuit que l'efficacité du transfert d'énergie entre des ondes PPS avant et arrière dépend de la valeur de désaccord  $\Delta\beta$ . En choisissant la période  $\Lambda$  de la structure et la longueur  $L$  du guide d'ondes (longueur de la couche de graphène), il est possible de gérer l'interaction entre les ondes.

Dans l'approximation d'un pompage inépuisable, pour certains paramètres du système, l'énergie des ondes générées peut augmenter indéfiniment :  $\{R, T\} \rightarrow \infty$ . Cette condition est remplie à condition que les dénominateurs des équations (F12) tendent vers zéro, de sorte que la relation suivante soit satisfaite :

$$(g - i\Delta\beta) \sinh(SL) = S \cosh(SL). \quad (\text{F13})$$

Cependant, à partir de l'équation (F12b), il s'ensuit que dans le spectre de transmission  $T(\omega, \Lambda)$ , pour certaines valeurs de période  $\Lambda$ , il existe des plages spectrales avec des fréquences centrales correspondant aux constantes de propagation  $\beta'_m = m\pi/\Lambda$ , où la génération de PPS ne se produit pas. Nous appellerons la zone correspondante une « bande interdite plasmonique » (par analogie avec la bande interdite photonique dans des cristaux photoniques). La génération de PPS est possible aux bords de la bande interdite plasmonique lorsque la condition (F13) est remplie.



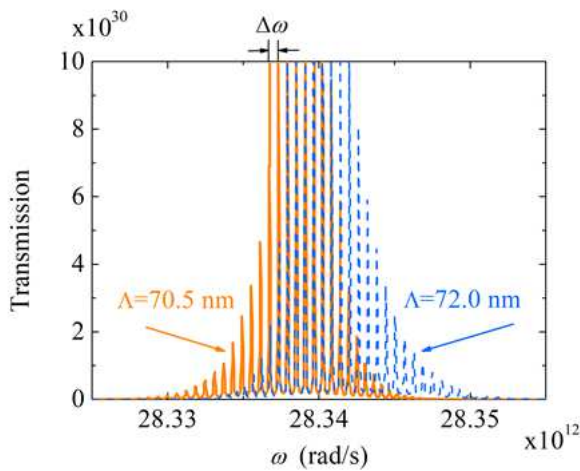
**Figure F4.** Evolution du coefficient de transmission  $T$  avec la fréquence angulaire  $\omega$  du PPS et la période  $\Lambda$  de la structure. Les paramètres de la structure sont les mêmes que pour la figure F2.

La transmittivité  $T$  calculée à l'aide de l'équation (F12b) est représentée sur la figure F4 en fonction de la fréquence angulaire  $\omega$  du PPS et de la période  $\Lambda$ , pour la profondeur de modulation donnée par  $\chi = 10^{-2}$  et pour  $m = 1$ . La profondeur de modulation spatiale dans ce cas est  $\delta l = 1$  nm. On peut voir que dans la gamme de fréquences angulaires  $(28,335 - 28,345) \cdot 10^{12}$  rad/s, il existe une bande de transition plasmonique, c'est-à-dire un intervalle de fréquence avec des valeurs élevées de transmittivité. En raison des valeurs élevées du coefficient de perte du PPS, la bande de génération ( $T \gg 1$ ) est située à l'intérieur de l'intervalle d'amplification ( $\alpha > 0$ ), et sa largeur est de  $\Delta\omega_g \approx 10^{10}$  rad/s (voir zone hachurée sur la figure F2b).

On peut voir sur la figure F4 que pour une période de modulation dans la plage  $71 \text{ nm} < \Lambda < 71,5 \text{ nm}$ , la bande de transition plasmonique s'interrompt, avec une bande interdite plasmonique caractérisée par une transmittivité extrêmement faible ( $T \rightarrow 0$ ). Pour la structure considérée, la largeur de la bande interdite plasmonique est d'environ 1,5 nm. La position de la bande interdite plasmonique dépend de la fréquence

du rayonnement, c'est-à-dire que le centre de la bande interdite correspond à la période de modulation  $\Lambda = \pi/\beta'(\omega)$ . Au voisinage de la bande interdite plasmonique, la transmittivité présente une augmentation rapide avec  $T \gg 1$ , ce qui correspond aux conditions de génération de PPS – l'équation (F13).

Dans la figure F4, on peut également voir que pour chaque période de modulation  $\Lambda$ , la dépendance spectrale de la transmittivité  $T$  présente un groupe de pics. L'amplitude de ces pics de génération est déterminée par la forme de la courbe d'amplification  $\alpha(\omega)$  des PPS. Les pics de génération passent du bord haute fréquence de la bande interdite au bord basse fréquence lorsque  $\Lambda$  augmente. Pour montrer en détail le comportement de la transmittivité au voisinage de la bande interdite plasmonique, sur la figure F5 nous traçons des sections efficaces de la surface  $T$  pour deux valeurs de la période de la structure,  $\Lambda = 70,5$  nm (courbe orange) et  $\Lambda = 72$  nm (courbe bleue), qui correspondent aux bords opposés de la bande interdite. On peut voir que, pour chaque valeur de  $\Lambda$ , la génération de PPS a lieu à plusieurs fréquences équidistantes autour de  $\omega = 28,34 \cdot 10^{12}$  rad/s avec un pas  $\Delta\omega \approx 6 \cdot 10^8$  rad/s.



**Figure F5.** Coupes transversales de la figure F3 à deux valeurs de la période de structure  $\Lambda = 70,5$  nm (courbe orange) et  $\Lambda = 72$  nm (courbe bleue).

#### F.II.4. Résumé

Nous avons montré la possibilité de générer et d'amplifier des plasmons polaritons de surface dans un système de guidage d'ondes contenant une monocouche de graphène. Le modèle proposé est une sorte d'hybride d'un laser à rétroaction distribuée et d'un tube à ondes progressives, bien connu dans la technologie des micro-ondes. Dans ce type de laser plasmonique (ou spaser), l'amplification est créée par des courants électriques à vitesse de dérive élevée se propageant dans le graphène, et la rétroaction est réalisée en raison d'un changement périodique d'épaisseur de la couche semiconductrice. Dans une telle structure plane, il est possible d'obtenir la génération de PPSs simultanément à plusieurs fréquences.

La fréquence et l'amplitude des ondes PPS générées peuvent varier en raison de changements dans des paramètres de structure tels que l'épaisseur et la période de modulation d'épaisseur de la couche semiconductrice. Pour conserver le régime de génération de PPS, il est nécessaire de contrôler la faisabilité de la condition de synchronisme pour les vitesses de mouvement des porteurs de charge dans le graphène  $V_0$  et la vitesse de phase  $V_{ph}$  de l'onde PPS. Notons qu'une augmentation d'épaisseur de la couche conduit à une augmentation de la vitesse de phase du PPS, ce qui nécessite des vitesses de dérive  $V_0$  plus grandes. La fabrication de structures composites à base de graphène avec de grandes vitesses de Fermi et, par conséquent, un plus grand  $V_0$ , est actuellement en cours. De telles techniques sont appelées « ingénierie de la vitesse de Fermi » [26, 27]. De premiers résultats expérimentaux indiquent la fabrication effective de structures avec une vitesse de Fermi pouvant atteindre  $3 \cdot 10^8$  cm/s [24, 25]. Des estimations numériques montrent

que pour de telles valeurs de vitesse de dérive dans le graphène, la génération de PPS sera possible dans une couche semiconductrice d'une épaisseur d'environ 100 nm.

Le modèle proposé ici d'un générateur ultra-compact de PPSs térahertz avec pompage par un courant électrique peut trouver une large application à la fois dans les technologies de communication et dans le développement d'éléments logiques photoniques ultrarapides.

Les résultats présentés dans cette section ont été publiés dans des revues à comité de lecture sous les références suivantes :

1. Yu. S. Dadoenkova, S. G. Moiseev, A. S. Abramov, A. S. Kadochkin, A. A. Fotiadi, I. O. Zolotovskii, "Surface plasmon polariton amplification in semiconductor-graphene-dielectric structure", *Ann. Phys. (Berlin)* **529**, 1700037 (2017).

2. I. O. Zolotovskii, Yu. S. Dadoenkova, S. G. Moiseev, A. S. Kadochkin, V. V. Svetukhin, A. A. Fotiadi, "Plasmon polariton distributed feedback laser with pump by fast drift current in graphene," *Phys. Rev. A* **97**, 053828 (2018).

En dehors de ces études, je voudrais mentionner l'article suivant sur un sujet connexe que j'ai publié en co-auteur avec mes collègues de Russie :

3. S. G. Moiseev, Yu. S. Dadoenkova, A. S. Kadochkin, A. A. Fotiadi, V. V. Svetukhin, I. O. Zolotovskii, "Generation of slow surface plasmon polaritons in a complex waveguide structure with electric current pump," *Ann. Phys. (Berlin)* **530**, 1800197 (2018).

Une structure spaser planaire composée d'une couche semiconductrice et d'une monocouche de graphène avec un courant continu est proposée et explorée théoriquement. Dans le graphène, la vitesse de dérive des porteurs de charge est comparable à la vitesse de phase des PPSs dans une couche semiconductrice ultrafine en régime térahertz. Lorsque la condition de synchronisme entre le courant et les OEMs lentes de surface est réalisée, l'amplification de plasmons par le courant électrique a lieu. Dans la structure guidante complexe proposée, une rétroaction positive est réalisée en raison des réflexions aux bords du guide d'ondes actif, et les PPSs sont découplés sous forme d'OEMS se propageant en espace libre par un réseau microscopique fabriqué sur la surface de la couche semiconductrice.

### **F.III. AMPLIFICATION RÉSONANTE DE PLASMONS POLARITONS DE SURFACE PAR UN COURANT ÉLECTRIQUE DANS UN NANOTUBE DE CARBONE**

#### **F.III.1. Condition d'obtention de l'amplification dans un nanotube de carbone**

Un autre objet prometteur pour la fabrication de spasers à l'échelle nanométrique avec un pompage électrique peut être un nanotube de carbone (NTC), car, d'une part, des PPSs peuvent y exister et, d'autre part, il peut conduire un courant électrique. À l'heure actuelle, un nombre considérable de travaux est consacré à l'étude de PPSs dans des NTCs monoparoi [31-33] en utilisant à la fois la méthode classique basée sur la résolution des équations de Maxwell [32, 34] et l'approche quantique basée sur la considération d'un NTC comme une structure unidimensionnelle dans laquelle un gaz d'électrons possède des propriétés quantiques essentielles [35]. Les plasmons apparaissant dans les NTC ont été rapportés comme étant observés expérimentalement [33].

Un nombre considérable de publications a également été consacré à l'étude de la conductivité des NTC. On suppose que les électrons dans un NTC monoparoi, comme dans le graphène [36], se déplacent en

régime balistique sans diffusion et la vitesse maximale d'un tel mouvement est la vitesse de Fermi [23]. Pour des NTC semiconducteurs, le calcul de la mécanique quantique dans l'approximation de la liaison étroite donne une valeur maximale de la vitesse de dérive des électrons de  $5 \cdot 10^7$  cm/s [37]. Pour une interaction efficace du faisceau d'électrons et de l'onde plasmonique, la vitesse de l'onde du PPS dans le nanotube doit être comparable en ordre de grandeur avec la vitesse des porteurs de charge. Comme on le sait, dans un guide d'ondes de dimension transversale caractéristique  $a$ , une OEM peut se propager avec une constante de propagation de l'ordre de  $1/a$  [38]. De cette affirmation, il résulte qu'à une fréquence de l'ordre de 100 THz, correspondant à l'infrarouge lointain, la vitesse de propagation d'une onde dans un NTC de 10 nm de diamètre est de l'ordre de  $10^7$  cm/s, ce qui est proche à la vitesse de dérive des électrons mentionnée ci-dessus. Ainsi, nos estimations montrent que pour des NTC, il existe une possibilité de mettre en œuvre la condition de synchronisme et, par conséquent, de fabriquer un spaser nanométrique de type tube à ondes progressives.

Nous considérons un NTC comme une enveloppe cylindrique conductrice à paroi unique, infiniment mince, de rayon  $a$ , dont l'axe est parallèle à l'axe  $z$  d'un référentiel cartésien (voir Fig. F7 plus bas). Il repose sur la surface plane (parallèle au plan  $(xz)$ ) d'un substrat d'indice de réfraction  $n$ , et le milieu environnant est de l'air. Dans ce qui suit, on suppose que la longueur totale du NTC dépasse largement son rayon, de sorte que l'influence de ses extrémités sur la propagation du PPS peut être négligée.

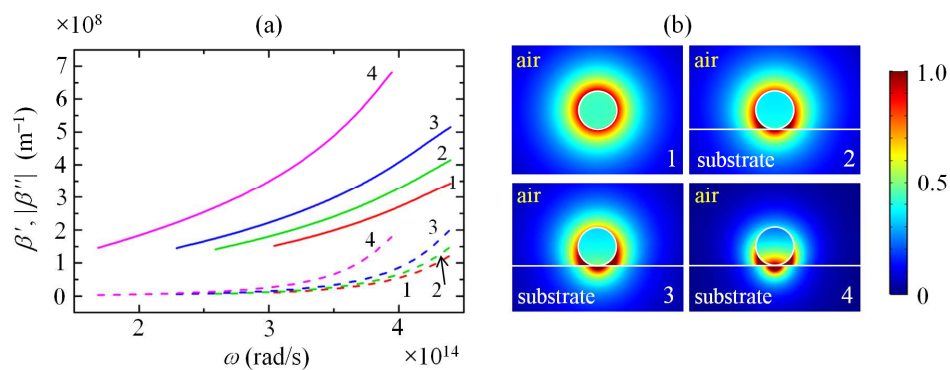
La propagation d'un PPS dans le NTC peut être caractérisée par la densité de courant de surface  $\mathbf{j}$  qui obéit à la loi d'Ohm locale  $\mathbf{j} = \hat{\sigma} \mathbf{E}$ , où  $\hat{\sigma}$  est le tenseur de conductivité surfacique du NTC et  $\mathbf{E}$  est le champ électrique optique. Parmi un certain nombre de modèles proposés pour la conductivité électrique dans un NTC [23, 36, 37], nous utilisons une approche où un NTC est traité comme une couche de graphène enroulée dans un tube, avec la même conductivité de surface que dans le graphène [37]. Dans le formalisme de Kubo, cette conductivité de surface est un scalaire et peut s'écrire [38] :

$$\begin{aligned} \sigma(\omega) &= \sigma^{inter}(\omega) + \sigma^{intra}(\omega), \\ \sigma^{intra}(\omega) &= \frac{2ie^2 k_B T}{\pi \hbar^2 (\omega + i\tau^{-1})} \ln \left[ 2 \cosh \left( \frac{\mu}{2k_B T} \right) \right], \\ \sigma^{inter}(\omega) &= \frac{e^2}{4\pi \hbar} \left[ \frac{\pi}{2} + \arctan \left( \frac{\hbar\omega - 2\mu}{2k_B T} \right) - \frac{i}{2} \ln \frac{(\hbar\omega + 2\mu)^2}{(\hbar\omega - 2\mu)^2 + (2k_B T)^2} \right]. \end{aligned} \quad (F16)$$

Dans l'équation (F16),  $\sigma^{inter}$  et  $\sigma^{intra}$  désignent respectivement les contributions des transitions électroniques directes interbandes et des processus de diffusion électron-photon intrabande,  $e$  est la charge électronique, et  $\tau$  est la durée de vie moyenne des porteurs (et  $\tau^{-1}$  est donc le taux moyen d'amortissement du courant d'électrons dû à la diffusion). Pour nos calculs numériques, nous prenons  $T = 300$  K,  $\mu = 0,2$  eV et  $\hbar/\tau = 0,1$  meV [39].

Un PPS dans le NTC dont la conductivité de surface dynamique obéit à l'équation (F16) se caractérise par une constante de propagation complexe  $\beta = \beta' + i\beta''$ , où  $\beta'$  est la constante de propagation proprement dite et  $\beta''$  est le coefficient d'absorption associé aux pertes ohmiques, avec  $\beta'' < 0$  si la dépendance temporelle du PPS est prise comme  $\exp(i\omega t)$ . La constante de propagation du PPS dépend non seulement des caractéristiques optiques du NTC, mais aussi de celles de son environnement, c'est-à-dire, dans le cas considéré, de l'indice de réfraction  $n$  du substrat sur lequel repose le NTC. Des simulations numériques de la propagation de PPSs ont été réalisées à l'aide de COMSOL Multiphysics. Il est à noter que le NTC, en tant que guide d'ondes cylindrique, supporte des modes de propagation TE, TM ou TEM [34]. Dans ce qui suit, nous considérons le mode de propagation TM fondamental d'un NTC de rayon  $a = 1$  nm.

Les relations de dispersion simulées numériquement d'un PPS se propageant le long du NTC et la distribution du champ électrique au voisinage du NTC sont illustrées sur la figure F5 dans une plage spectrale de l'infrarouge moyen pour laquelle nos calculs (voir ci-dessous) montrent que l'amplification du PPS par un courant peut avoir lieu, et pour différents substrats : l'air (auquel cas le NTC est entièrement entouré d'air),  $\text{SiO}_2$ ,  $\text{Si}_3\text{N}_4$  et Si. Comme on peut le voir sur la figure F5a, la constante de propagation  $\beta'$  du PPS prend des valeurs supérieures à  $10^8 \text{ m}^{-1}$  qui dépassent de deux ordres de grandeur celles du module du vecteur d'onde dans le vide  $k_0$  dans la région spectrale considérée. La constante de propagation  $\beta'$  et la valeur absolue  $|\beta''|$  du coefficient d'absorption augmentent avec la fréquence du PPS et avec l'indice de réfraction du substrat. De plus, comme on le voit sur la figure F5b, une augmentation de l'indice de réfraction du substrat lui-même conduit à une rupture croissante de l'isotropie de la distribution du champ électrique dans le plan de la section transversale du NTC et à un décalage de la localisation du champ électromagnétique vers la frontière entre le NTC et le substrat. Par conséquent, en présence d'un substrat, l'indice de réfraction effectif  $n_{\text{eff}} = \beta'/k_0$  du PPS dans le NTC subit une modification significative. Ce comportement suggère la possibilité de contrôler l'indice de réfraction effectif du PPS dans le NTC en modulant les propriétés optiques du substrat. Ceci sera discuté en détail plus loin, ainsi que l'utilisation potentielle d'une telle modulation afin de réaliser une rétroaction positive dans le NTC et d'atteindre des conditions d'amplification résonante pour les PPSs.



**Figure F5.** (a) Dépendances fréquentielles de la constante de propagation  $\beta'$  (courbes continues) et de la valeur absolue du coefficient d'absorption  $|\beta''|$  (courbes pointillées) d'un PPS dans une NTC lorsque : (1) le NTC est en suspension dans l'air (indice de réfraction  $n = 1$ ) ou est reposant sur la surface plane d'un milieu conducteur d'indice de réfraction (2)  $n = 1,46$  ( $\text{SiO}_2$ ), (3)  $n = 1,99$  ( $\text{Si}_3\text{N}_4$ ), and (4)  $n = 3,4$  (Si); (b) Distribution du module du champ électrique du PPS dedans et autour du NTC à  $\omega = 3,7 \cdot 10^{14} \text{ rad} \cdot \text{s}^{-1}$ . Les lignes blanches indiquent les limites géométriques du NTC et du substrat. Le milieu au-dessus de la limite et à l'intérieur du NTC est l'air.

Le schéma d'amplification de PPSs considéré dans ce travail est basé sur le mécanisme de transfert d'énergie direct du flux de particules chargées en mouvement (formant le courant électrique soutenu par le NTC) à l'OEM de surface qu'est le PPS [17, 40]. Le processus physique d'amplification des ondes de surface résulte du rayonnement Cherenkov émis par des particules chargées décélérées (dans ce travail, les porteurs constituant le courant de pompe transporté par le NTC). Afin d'obtenir une interaction et un échange d'énergie efficaces entre une OEM et un courant continu, il est nécessaire de synchroniser la vitesse de phase de la première et la vitesse de dérive de la seconde, c'est-à-dire d'atteindre un régime dans lequel leurs valeurs sont proches de l'un l'autre. Ici, nous supposons que pour un substrat avec une conductivité électrique relativement faible, le courant de pompe continu reste localisé sur la surface du NTC, et l'épuisement de la pompe est également négligé.

Plus précisément, le régime d'amplification d'un PPS interagissant avec un courant de dérive direct est

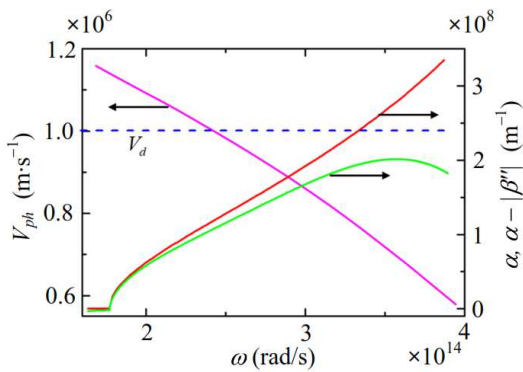
déterminé en comparant le module  $V_{ph} = \omega/\beta'$  et la direction du vecteur vitesse de phase du PPS et le module  $V_0$  et la direction du vecteur de vitesse des porteurs de charge du courant dérive électrique (électrons libres) dans le NTC (typiquement,  $V_0 = 10^6$  m.s<sup>-1</sup>, Réf. [41]). La dépendance en fréquence de la vitesse de phase  $V_{ph}$  peut être déduite des courbes de dispersion présentées sur la figure F5a.

La figure F6 (échelle verticale gauche) montre que dans le cas d'un substrat Si,  $V_{ph}$  (courbe magenta) est du même ordre de grandeur que  $V_0$  (courbe bleue) dans le domaine spectral considéré, et les deux vitesses peuvent être trouvées égales (*condition de synchronisme*) pour  $\omega \approx 2,4 \cdot 10^{14}$  rad.s<sup>-1</sup>. Dans ce cas, dans une bande spectrale entourant la fréquence de synchronisme et pourvu que les deux vitesses pointent vers la même direction, le régime d'amplification de la composante électromagnétique du PPS par un transfert d'énergie du courant électrique peut être atteint.

La condition de synchronisme peut évidemment être remplie (bien que dans une gamme de fréquences différente) pour une variété de substrats, en particulier ceux considérés dans la figure F5. Parmi ceux-ci, nous limitons dans ce qui suit notre analyse au cas d'un substrat de Si, car il induit des valeurs de la vitesse de phase du PPS nécessaires à la réalisation de la condition de synchronisme dans le domaine spectral d'intérêt. Afin d'atteindre le régime d'amplification, les pertes doivent être surmontées par le gain. Cette dernière est quantifiée par un coefficient d'amplification  $\alpha$  pour les PPSs.

Pour décrire l'interaction entre un PPS et un courant de dérive et trouver le coefficient d'amplification  $\alpha$  dans une CNT, nous utilisons la même procédure que pour la couche de graphène dans la section F.II.

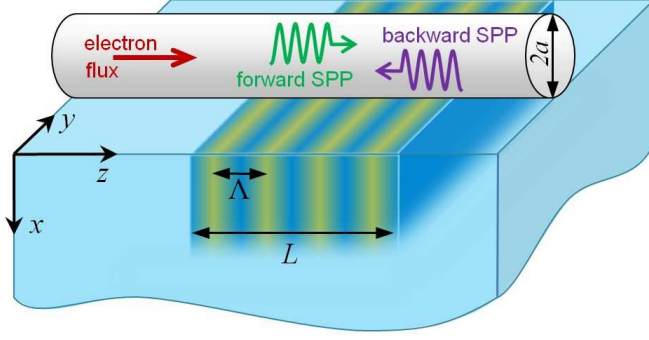
Sur la figure F6 (échelle verticale droite), on peut voir que le coefficient d'amplification  $\alpha$  du PPS calculé dépasse le coefficient de perte ohmique  $|\beta''|$  sur une large plage de fréquences angulaires moyen infra-rouge ( $1,75-3,9$ ). $10^{14}$  rad.s<sup>-1</sup> (c'est-à-dire une plage de fréquences de 28 à 62 THz). Au voisinage de la fréquence angulaire  $\omega = 3,5 \cdot 10^{14}$  rad.s<sup>-1</sup>, le coefficient d'amplification effectif des PPS atteint une valeur maximale d'environ  $2 \cdot 10^8$  m<sup>-1</sup>, ce qui est beaucoup plus grand que le coefficient de perte ( $|\beta''| \approx 0,6 \cdot 10^8$  m<sup>-1</sup> à cette fréquence). Dans la présente étude, nous limitons l'analyse de la bande d'amplification à une gamme de fréquences inférieure à environ  $3,9 \cdot 10^{14}$  rad.s<sup>-1</sup>, car aux hautes fréquences, l'approximation utilisée pour le calcul de la conductivité de surface du NTC (équation (F16)) devient moins valable.



**Figure F6.** Dépendance en fréquence de la vitesse de phase  $V_{ph}$  (courbe magenta), du coefficient d'amplification  $\alpha$  (courbe rouge) et du coefficient d'amplification effectif  $\alpha - |\beta''|$  (courbe verte) du PPS dans le NTC déposé sur la surface d'un substrat de Si d'indice de réfraction  $n = 3,4$ . La ligne bleue représente la vitesse de dérive des électrons  $V_0$  dans le NTC.

### F.III.2. Influence d'un substrat à indice de réfraction modulé

Un NTC présentant une modulation périodique de son indice de réfraction effectif  $n_{eff} = \beta'/k_0$  et supportant un courant électrique continu peut être utilisé comme résonateur à rétroaction distribuée à facteur de qualité  $Q$  élevé capable d'atteindre un régime d'amplification résonante de PPSs. Dans ce qui suit, nous discutons de ce mécanisme sur la base de la théorie des modes couplés [30].



**Figure F7.** Schéma de l'amplificateur résonant : un NTC (de diamètre  $2a$ ) supportant un courant continu est placé à la surface d'un substrat semi-infini dont l'indice de réfraction est périodiquement modulé (période  $\Lambda$  sur une longueur totale  $L$ ). La flèche rouge indique la direction du flux d'électrons dans le NTC. Les directions de propagation de PPS vers l'avant et vers l'arrière sont indiquées resp. en vert et en violet.

Comme cela a été discuté ci-dessus en relation avec les résultats montrés sur la figure F5, l'indice de réfraction effectif du PPS est influencé par l'indice de réfraction  $n$  du substrat. En particulier, une modulation périodique de ce dernier peut induire une modulation similaire du premier. Une telle modulation périodique de  $n$  peut être réalisée, entre autres, avec la lithographie par faisceau d'électrons. Considérons donc une modulation spatiale sinusoïdale de l'indice de réfraction effectif du PPS selon l'axe du NTC, c'est-à-dire selon l'axe  $z$  (comme le montre la figure F7) :

$$\tilde{n}_{eff}(z) = n_{eff_0} \left( 1 + \chi \cos \frac{2\pi z}{\Lambda} \right), \quad (F17)$$

où  $n_{eff_0}$  est l'indice de réfraction effectif du PPS associé à l'indice de réfraction non perturbé du substrat, et  $\chi \ll 1$  et  $\Lambda$  sont l'amplitude et la période spatiale de la modulation de l'indice de réfraction effectif. En conséquence, le substrat modulé périodiquement agit sur les PPS dans le NTC comme une structure cristalline photonique, contribuant à la formation d'ondes interférentes se propageant vers l'avant et vers l'arrière.

Dans cette cavité équivalente à rétroaction distribuée, la dépendance spatiale longitudinale des amplitudes de champ électrique des OEMs de surface se propageant vers l'avant et vers l'arrière est

$$\begin{aligned} E_z^{(+)} &\sim \exp \left[ -i \left( k_0 n_{eff_0} - 2\pi m / \Lambda \right) z + (\alpha - |\beta''|) z \right], \\ E_z^{(-)} &\sim \exp \left[ i \left( k_0 n_{eff_0} - 2\pi m / \Lambda \right) z + |\beta''| z \right] \end{aligned} \quad (F18)$$

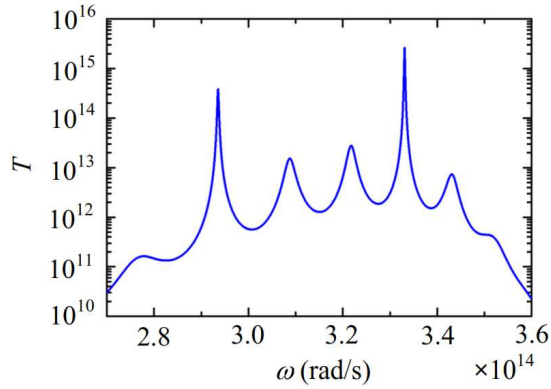
( $m$  est un entier tel que  $2\pi m / \Lambda < k_0 n_{eff_0}$ ). En effet, comme cela a été mentionné ci-dessus, le NTC ne joue le rôle de structure amplificatrice pour les PPS que pour un sens du flux électronique (c'est-à-dire le sens du vecteur vitesse des électrons, d'amplitude  $V_d$ ) identique au sens de propagation du PPS (c'est-à-dire la direction du vecteur vitesse de phase, d'amplitude  $V_{ph}$ ). De ce fait, pour une vitesse de dérive du courant pointant vers les valeurs positives de  $z$ , l'amplitude longitudinale  $E_z^{(+)}$  d'un PPS se propageant vers l'avant est amplifiée (à condition que  $(\alpha - |\beta''|) > 0$ ), alors que celle  $E_z^{(-)}$  d'un PPS se propageant vers l'arrière ne l'est pas.

En introduisant le désaccord effectif de l'indice de réfraction  $\Delta n_{eff} = n_{eff_0} - \pi m / \Lambda k_0$  et en utilisant une approximation d'enveloppe à variation lente et une approche à ondes couplées similaire à celle utilisée plus haut pour la description d'un système similaire contenant une monocouche de graphène, la transmittivité  $T$  du NTC peut être écrite comme :

$$T = \left| \frac{S \exp(\alpha L / 2)}{\tilde{\gamma} \sinh(SL) - S \cosh(SL)} \right|^2, \quad (F19)$$

avec  $S^2 = |\kappa|^2 + (\alpha/2 - ik_0 \Delta n_{eff})^2$  et  $\tilde{\gamma} = \alpha/2 - |\beta''| - ik_0 \Delta n_{eff}$ .





**Figure F8.** Transmittivité  $T$  (en échelle logarithmique) du PPS dans le NTC pour une période de modulation de l'indice de réfraction  $\Lambda = 10$  nm, une profondeur de modulation  $\chi = 8.10^{-4}$  et  $m = 1$ . L'indice de réfraction non modulé du substrat Si est  $n = 3,4$ . La longueur d'interaction entre le NTC et le substrat est  $L = 100$  nm.

La figure F8 montre la dépendance en fréquence du coefficient de transmission  $T$  (équation (F19)) dans la fraction de la bande d'amplification où l'amplification résonante de PPSs est la plus efficace. Si la structure étudiée devait être vue comme un spaser, cette large bande spectrale, d'une largeur approximative de  $4.10^{13}$  rad.s<sup>-1</sup>, engloberait les fréquences pour lesquelles le seuil laser (ou seuil spaser) est dépassé. Quelques modes de résonance intenses sont observés dans cette bande, dont la séparation en fréquence (intervalle spectral libre) n'est pas uniforme en raison de la dispersion spectrale du PPS. Une réponse similaire peut être obtenue pour différentes valeurs des paramètres constitutifs du NTC (le rayon, la longueur d'interaction entre le NTC et le substrat) et du substrat (l'indice de réfraction, la profondeur de modulation et la période). Il est à noter que les grandes valeurs du coefficient d'amplification ( $\alpha \sim 10^8$  m<sup>-1</sup>) permettent une amplification résonante du PPS très efficace même pour une très faible profondeur de modulation de l'indice de réfraction effectif du PPS dans le NTC ( $\chi \sim 10^{-3}$ ). À noter également que les valeurs très grandes des pics de transmittivité représentées sur la figure F8 sont dues au fait que, comme cela a été évoqué précédemment, notre étude a été réalisée par souci de simplicité dans l'approximation d'un pompage inépuisable (hypothèse d'une pompe non déplétée, pour laquelle la densité de courant de pompe est constante), qui peut fournir des valeurs de transmittivité extrêmement élevées à des niveaux de gain élevés et pour des facteurs de qualité  $Q$  du résonateur élevés. La prise en compte de la déplétion de la pompe conduirait à des valeurs plus faibles du gain et, par conséquent, de la transmittance, mais elle ne modifierait pas l'aspect du spectre présenté sur la figure F8, en particulier les positions des pics de résonance.

### F.III.3 Résumé

La possibilité d'une amplification résonante par un courant électrique de PPSs lents dans le régime infrarouge moyen dans un nanotube de carbone à paroi unique reposant sur un substrat a été étudiée. L'amplification d'un PPS peut avoir lieu dans le cas où est satisfaite une condition de synchronisme entre la vitesse de phase du PPS et la vitesse de dérive des porteurs de charge libres formant le courant de pompe supporté par le nanotube de carbone. Les facteurs d'amplification calculés de PPSs dans une large gamme de fréquences dans l'infrarouge moyen dépassent les pertes ohmiques, et le facteur d'amplification effectif résultant peut atteindre  $2.10^8$  m<sup>-1</sup>. De plus, nous avons montré que l'indice de réfraction effectif d'un PPS dans le nanotube de carbone peut être modifié en modulant l'indice de réfraction du substrat. La modulation périodique subséquente de l'indice de réfraction effectif de PPSs fournit une rétroaction distribuée efficace, qui pourrait être utilisée pour la conception de cavités résonantes à base de nanotubes de carbone fonctionnant à température ambiante.

De plus, on peut noter que de telles structures modulées spatialement peuvent être utilisées non seulement comme résonateurs avec une sélectivité spectrale et modale élevée des modes de PPSs amplifiés, mais aussi comme structures diffractives régissant la direction de sortie de ces modes amplifiés [42, 43]. En effet,

de telles structures peuvent être considérées comme un modèle pour la conception d'un spaser pompé avec un courant électrique. De plus, un substrat modifié peut également être potentiellement utilisé pour ce qu'on appelle l'ingénierie de la vitesse de Fermi [44, 45] qui vise à contrôler la vitesse de dérive des porteurs de charge formant un courant continu le long d'un nanotube de carbone afin d'atteindre l'amplification de PPS dans d'autres régions spectrales.

Les résultats présentés dans cette section ont été publiés dans des revues à comité de lecture sous les références suivantes :

1. A. S. Kadochkin, S. G. Moiseev, Yu. S. Dadoenkova, V. V. Svetukhin, I. O. Zolotovskii, "Surface plasmon polariton amplification in a single-walled carbon nanotube", *Opt. Express* **25**, 27165-27171 (2017).

2. A. S. Kadochkin, S. G. Moiseev, Yu. S. Dadoenkova, F. F. L. Bentivegna, V. V. Svetukhin, and I. O. Zolotovskii, "Resonant amplification of surface plasmon polaritons with an electric current in a single-walled carbon nanotube lying on a spatially modulated substrate," *J. Opt.* **22**, 125002 (2020).

### Références

1. S. Enoch and N. Bonod, in Springer Ser. Opt. Sci. (Berlin, Springer, 2012).
2. A. V. Zayats and S. A. Maier (eds.), *Active Plasmonics and Tuneable Plasmonic Metamaterials* (New York, Wiley, 2013).
3. H. Mühlenbernd *et al.*, *ACS Photonics* **3**, 124 (2016).
4. D. Wintz *et al.*, *ACS Photonics* **4**, 22 (2017).
5. F. Bigourdan *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **116**, 106803 (2016).
6. O. Kurniawan, I. Ahmed, and E. P. Li, *IEEE Photonics J.* **3**, 344 (2011).
7. X. Yang *et al.*, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **50**, 045101 (2017).
8. A. Tredicucci *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **76**, 2164 (2000).
9. A. Babuty *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **104**, 1 (2010).
10. A. G. Curto *et al.*, *Science* **329**, 930 (2010).
11. M. S. Tame *et al.*, *Nat. Phys.* **9**, 329 (2013).
12. P. Hawrylak and J. J. Quinn, *Appl. Phys. Lett.* **49**, 280 (1986).
13. M. Hrton *et al.*, *Ann. Phys.* **524**, 751 (2012).
14. B. G. Martin, J. J. Quinn, and R. F. Wallis, *Surf. Sci.* **105**, 145 (1981).
15. C. M. Aryal, B. Y. K. Hu, and A. P. Jauho, *Phys. Rev. B* **94**, 115401 (2016).
16. T. A. Morgado and M. G. Silveirinha, *Phys. Rev. Lett.* **119**, 1 (2017).
17. Yu. S. Dadoenkova *et al.*, *Ann. Phys.* **529**, 1700037 (2017).
18. P. A. D. Gonçalves and N. M. R. Peres, *An Introduction to Graphene Plasmonics* (Singapore, World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., 2016).
19. J. Pierce, *Electrons and Waves* (New-York, Anchor Books, 1964).
20. D. I. Trubetskov and A. E. Khramov, *Lectures on Microwave Electronics for Physicists* (Moscow, Fizmatlit, 2003).
21. D. G. Sannikov, D. I. Sementsov, and S. V. Zhirnov, *Solid State Phenom.* **152–153**, 369 (2009).
22. S. Adachi, *Physical Properties of III-V Semiconductor Compounds: InP, InAs, GaAs, GaP, InGaAs, and InGaAsP* (Wiley, New York, 1992).
23. K. S. Novoselov *et al.*, *Nature* **438**, 197 (2005).
24. M. A. Yamoah *et al.*, *ACS Nano* **11**, 9914 (2017).
25. H. Ramamoorthy *et al.*, *Nano Lett.* **16**, 399 (2016).
26. G. W. Hanson, *J. Appl. Phys.* **103**, 064302 (2008).
27. V. P. Gusynin, S. G. Sharapov, and J. P. Carbotte, *J. Phys. Condens. Matter* **19**, 026222 (2007).
28. S. Liu, P. Zhang *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **109**, 1 (2012).
29. S. E. Tsimring, *Electron Beams and Microwave Vacuum Electronics* (New York, Wiley, 2006).
30. A. Yariv, *Quantum Electronics* (Wiley, 1989).
31. R. F. Wallis *et al.*, *Opt. Commun.* **282**, 3257 (2009).
32. F. J. García de Abajo, *ACS Photonics* **1**, 135 (2014).
33. Z. Shi *et al.*, *Nature Photonics.* **9**, 515 (2015).
34. A. Moradi, *Photonic. Nanostruct.* **11**, 85 (2013).
35. M. Bockrath *et al.*, *Nature* **397**, 598 (1999).

36. L. Martin-Moreno, F. J. de Abajo and F. J. Garcia-Vidal, Phys. Rev. Lett. **115**, 173601 (2015).
37. S. G. Lemay *et al.*, Nature. **412**, 617 (2001).
38. V. Perebeinos, J. Tersoff, and P. Avouris, Phys. Rev. Lett. **94**, 086802 (2005).
39. A. Y. Nikitin *et al.*, Phys. Rev. B - Condens. Matter Mater. Phys. **84**, 161407 (2011).
40. A. S. Kadochkin *et al.*, Opt. Express **25**, 27165 (2017).
41. K. Liu *et al.*, Nat. Nanotechnol. **7**, 325 (2012).
42. A. A. Zlenko *et al.*, Sov. J. Quantum Electron. **6**, 565 (1976).
43. A. M. Prokhorov, A. A. Spikhal'skiĭ, and V. A. Sychugov, Sov. J. Quantum Electron. **6**, 1211 (1976).
44. C. Hwang *et al.*, Sci. Rep. **2**, 2 (2012).
45. J. R. F. Lima, Eur. Phys. J. B **90**, 5 (2017)

**G. EFFETS OPTIQUES NON LINÉAIRES INDUITS PAR INTERACTION ACOUSTO-OPTIQUE**

Tous les résultats présentés dans les sections précédentes ont été obtenus dans l'approximation de l'*optique linéaire*. Cependant, des méthodes d'*optique non-linéaire* sont très utiles pour l'étude de propriétés statiques et dynamiques de la matière condensée, non seulement dans des milieux massifs, mais aussi dans des couches minces et des milieux micro- ou nano-structurés. Cette section est consacrée à l'étude de quelques effets optiques non-linéaires, tels que la diffraction acousto-optique non-linéaire d'une onde électromagnétique par une onde acoustique stationnaire et l'effet Goos-Hänchen associé à la diffusion Brillouin de la lumière par une onde acoustique progressive.

## G.I. INTRODUCTION

Si un milieu présente une inhomogénéité périodique de ses propriétés, une diffraction non linéaire du second ordre des OEMs par le réseau de permittivité résultant peut être observée. Ceci a été étudié pour la première fois, à la fois théoriquement et expérimentalement, par I. Freund [1] dans des ferroélectriques à structure de domaine laminaire. Depuis lors, des recherches théoriques et expérimentales similaires ont été consacrées à divers systèmes modulés périodiquement, y compris des milieux avec des polarisations linéaires et non linéaires modulées dans l'espace, des cristaux photoniques non linéaires, des couches magnétiques avec des structures de domaine magnétique régulières, des sillons périodiquement distribués et des réseaux non linéaires.

Dans les milieux massifs (*bulk*), il est possible d'exciter des inhomogénéités transitoires dynamiques réparties dans l'espace, par exemple par l'intermédiaire d'ondes acoustiques stationnaires qui peuvent induire une modulation de la susceptibilité optique non linéaire du second ordre d'un milieu *via* l'interaction photoélastique non linéaire [2, 3]. Du fait de cette modulation, une polarisation non linéaire de fréquence  $2\omega \pm \Omega$  apparaît, où  $\omega$  et  $\Omega$  sont respectivement les fréquences angulaires de la lumière incidente et de l'onde acoustique. Cet effet, nommé génération optique de seconde harmonique (SHG) induite acoustiquement, a été théoriquement prédit dans [4] et observé pour la première fois dans GaAs [5], puis dans d'autres systèmes, tels que LiNbO<sub>3</sub> [6], des nanocristallites de CsLiB<sub>6</sub>O<sub>10</sub> incorporés à des matrices photopolymères d'olygoéther [7], Pb<sub>4,7</sub>Ba<sub>0,3</sub>Ge<sub>3</sub>O<sub>11</sub> [8], des couches de silicium amorphe hydrogéné (a-Si:H) [9], InAs [10] ou des nanocomposites organométalliques [11]. À ma connaissance, la première étude théorique de la diffraction acousto-optique non linéaire (DAONL), c'est-à-dire la diffraction optique non linéaire à partir d'une onde acoustique stationnaire dans un milieu massif dans le cadre d'une approche phénoménologique, a été publiée [12] par le groupe de I. Lyubchanskii auquel j'appartenais. Dans cet article, l'interaction directe entre deux OEMs incidentes et une onde acoustique stationnaire *via* une interaction photoélastique non linéaire [2–4] a été étudiée.

Il existe cependant d'autres moyens d'obtenir des OEMs diffractées de manière non linéaire à partir d'ondes acoustiques stationnaires, et l'analyse de leur contribution à la DAONL nécessite l'étude minutieuse d'un processus en cascade en deux étapes, par exemple la succession de la diffraction acousto-optique linéaire d'une OEM incidente provenant d'une onde acoustique stationnaire — conduisant à la génération d'une onde diffractée de fréquence angulaire ( $\omega \pm \Omega$ ) — et l'interaction subséquente de cette onde diffractée avec une OEM incidente. En conséquence, une diffraction non linéaire à la même fréquence ( $2\omega \pm \Omega$ ) que par DAONL directe [12] peut être obtenue. Cette situation a été discutée dans [6] du point de vue de la mécanique quantique en tant que contribution perturbative de second ordre à la SHG optique induit acoustiquement. L'étude des effets en cascade dans l'optique non linéaire a une longue histoire qui commence au moins avec l'article fondateur de Yablonoich *et al.* [13]. Depuis, de nombreux travaux ont été consacrés au sujet. Cependant, à notre connaissance, les effets en cascade dans le cas de DAONL n'ont jamais été étudiés auparavant.

Le but de notre recherche était de présenter une analyse théorique précise de la DAONL à partir des ondes acoustiques stationnaires et de comparer les contributions des processus directs et en cascade au rayonnement sortant. Cette étude vise à comprendre comment il serait possible de séparer les contributions des deux mécanismes (direct et en cascade) et de prédire les conditions optimales pour les expériences correspondantes, c'est-à-dire de concevoir des configurations de mesure polarimétrique et angulaire afin de distinguer entre les contributions aux rayonnements générés par DAONL directe et en cascade.

## G.II. PROCESSUS EN CASCADE DE LA DIFFRACTION NON-LINÉAIRE D'UNE ONDE LUMINEUSE PAR DES ONDES ACOUSTIQUES STATIONNAIRES

### G.II.1. Description analytique de la diffraction acousto-optique non-linéaire

L'étude de la diffraction linéaire de la lumière par les ondes acoustiques est bien établie, à la fois théoriquement et expérimentalement [14-16]. Comme mentionné précédemment, la diffraction non linéaire du second ordre peut résulter d'un processus direct [12] ou d'un processus en cascade en deux étapes. Dans chaque cas, une OEM et une onde acoustique sont couplées, et le traitement de l'interaction résultante entre la lumière et le son est similaire à la théorie des perturbations du second ordre de la description mécanique quantique des processus acousto-optiques non linéaires [6].

Une onde acoustique stationnaire résulte de l'interférence entre deux ondes acoustiques progressives se propageant dans les directions opposées. Si ces directions sont colinéaires à l'axe  $z$  d'un système cartésien de coordonnées, le vecteur de déplacement  $\mathbf{u}$ , dans une couche de milieu cristallin dans laquelle une onde acoustique stationnaire est établie, peut être écrit comme [17] :

$$\mathbf{u}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{A}_L \cos\left(\frac{\Omega_L z}{v_L}\right) e^{i\Omega_L t} + \mathbf{A}_T \cos\left(\frac{\Omega_T z}{v_T}\right) e^{i\Omega_T t}, \quad (\text{G1})$$

où  $\mathbf{A}_L = [0, 0, A_z]$  et  $\mathbf{A}_T = [A_x, A_y, 0]$  sont les amplitudes maximales des déplacements dus respectivement aux ondes acoustiques stationnaires longitudinale et transversale. Les fréquences angulaires de ces ondes sont notées  $\Omega_{L,T} = \pi v_{L,T} / L_z$ , où  $L_z$  est la longueur de la couche le long de l'axe  $z$  et  $v_{L,T}$  sont les vitesses des ondes. Les amplitudes des vecteurs de déplacement varient avec la position  $z$  et le temps  $t$ , mais leurs extrema sont stationnaires. Pour chaque type d'onde acoustique, les positions des nœuds (resp. ventres), c'est-à-dire les points de la couche où l'amplitude de la vibration est nulle (resp. maximale), sont respectivement données par les conditions  $(\Omega_{L,T} z) / v_{L,T} = (m + 1/2)\pi$  et  $(\Omega_{L,T} z) / v_{L,T} = m\pi$ ,  $m \in \mathbb{N}$ . L'amplitude du déplacement induit par l'onde acoustique s'exprime par :

$$A_{L,T}^2 = \frac{2I_{AW}}{\Omega_{L,T}^2 \rho v_{L,T}}, \quad (\text{G2})$$

où  $I_{AW}$  est l'intensité acoustique et  $\rho$  est la densité de la masse volumique du milieu.

En présence de SHG, les champs  $\mathbf{E}_\omega$  et  $\mathbf{E}_{2\omega}$  des OEMs aux fréquences fondamentale et d'harmonique seconde doivent être pris en compte et sont des solutions d'équations d'onde qui, en unités SI, s'écrivent [12] :

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E}_\omega(\mathbf{r}, t) + \frac{n_\omega^2}{c} \frac{\partial^2 \mathbf{E}_\omega(\mathbf{r}, t)}{\partial t^2} = -\mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}_\omega(\mathbf{r}, t)}{\partial t^2}, \quad (\text{G3a})$$

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E}_{2\omega}(\mathbf{r}, t) + \frac{n_{2\omega}^2}{c} \frac{\partial^2 \mathbf{E}_{2\omega}(\mathbf{r}, t)}{\partial t^2} = -\mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}_{2\omega}^{\text{NL}}(\mathbf{r}, t)}{\partial t^2}, \quad (\text{G3b})$$

où  $n_\omega$  et  $n_{2\omega}$  sont respectivement les indices de réfraction du milieu aux fréquences fondamentale et deuxième harmonique, et  $\mathbf{P}_\omega(\mathbf{r}, t)$  et  $\mathbf{P}_{2\omega}^{\text{NL}}(\mathbf{r}, t)$  sont les vecteurs de polarisation linéaire et non linéaire du second ordre dans le cristal. En prenant la transformée de Fourier de l'équation (G3a) par rapport au temps et en utilisant l'approximation des enveloppes lentement variables, où  $\mathbf{k}_{2\omega} \cdot \nabla \mathbf{E}(2\omega, \mathbf{r}) \gg \Delta \mathbf{E}(2\omega, \mathbf{r})$ , nous

obtenons la forme réduite suivante [12] pour l'équation d'onde non linéaire :

$$\mathbf{k}_{2\omega} \cdot \nabla \mathbf{E}(2\omega, \mathbf{r}) = -2i \frac{\omega^2}{c^2} \mathbf{P}^{\text{NL}}(2\omega, \mathbf{r}) \exp(i \mathbf{q}_{2\omega} \cdot \mathbf{r}), \quad (\text{G4})$$

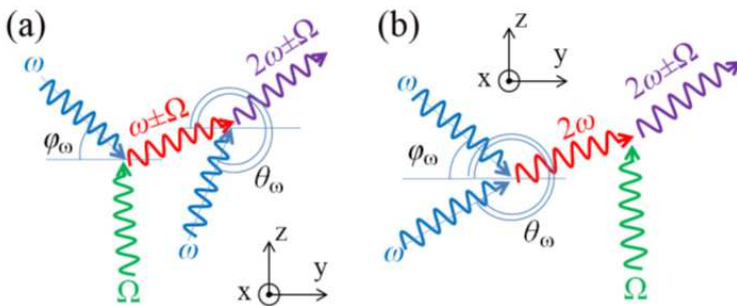
où  $\mathbf{E}(2\omega, \mathbf{r})$  et  $\mathbf{P}^{\text{NL}}(2\omega, \mathbf{r})$  sont les transformées de Fourier temporelles du champ électrique à la fréquence de la seconde harmonique et de la polarisation non linéaire correspondante, et  $\mathbf{q}_{2\omega} = 2\mathbf{k}_\omega - \mathbf{k}_{2\omega}$  est le vecteur de désadaptation de phase,  $\mathbf{k}_\omega$  et  $\mathbf{k}_{2\omega}$  étant respectivement les vecteurs d'onde des OEMs fondamentale et de seconde harmonique.

Dans le reste du chapitre, une sommation conventionnelle sur des indices répétés  $(i, j, k, l) \in \{x, y, z\}$  est supposée. Dans l'approximation dipolaire, le vecteur de polarisation non linéaire quadratique  $\mathbf{P}^{\text{NL}}(2\omega)$  dans un milieu anisotrope peut s'écrire dans un référentiel cartésien comme  $P_i^{\text{NL}} = \chi_{ijk}^{(2)} E_j E_k$ , où  $\chi_{ijk}^{(2)}$  est le tenseur de susceptibilité optique non linéaire quadratique du milieu [6]. Lorsqu'une modulation spatiale des propriétés optiques du milieu a lieu, des contributions de second ordre des effets élasto-optiques à la susceptibilité optique non linéaire peuvent être localement prises en compte, telles que :

$$\chi_{ijk}^{(2)} = \chi_{ijk}^{(2,0)} + \left( \frac{\partial \chi_{ijk}^{(2)}}{\partial u_{lm}} \right)_{u_{lm}=0} u_{lm} + \dots = \chi_{ijk}^{(2,0)} + p_{ijklm} u_{lm} + \dots, \quad (\text{G5})$$

où  $\chi_{ijk}^{(2,0)}$  est le tenseur de susceptibilité optique non linéaire en l'absence de modulation,  $p_{ijklm}$  est le tenseur photoélastique non linéaire responsable de la DAONL, et  $u_{lm}$  est le tenseur de déformation (équation (B8a)).

Outre la génération *directe* de rayonnement de deuxième harmonique diffusé à partir d'une onde acoustique stationnaire précédemment décrite [12], nous proposons ici deux types de processus en cascade conduisant au même résultat, que l'on peut décrire phénoménologiquement comme suit. Dans le processus de premier type (que nous appellerons « Cascade 1 ») [figure G1a], une OEM entrante à la fréquence angulaire fondamentale  $\omega$  se diffracte d'abord sur une onde acoustique stationnaire (de fréquence angulaire  $\Omega$ ) ; puis le faisceau diffracté (fréquence angulaire  $\omega \pm \Omega$ ) interagit avec une autre OEM entrante de fréquence angulaire  $\omega$  et un processus non linéaire de génération de fréquence somme produit des OEMs aux fréquences  $2\omega \pm \Omega$ . Dans le processus de deuxième type (« Cascade 2 ») (figure G1b), un processus de SHG a lieu en premier, produisant une OEM à la fréquence angulaire  $2\omega$  ; puis l'onde de seconde harmonique se diffracte sur l'onde acoustique stationnaire, ce qui donne à nouveau des OEMs à des fréquences angulaires  $2\omega \pm \Omega$ . Dans ce qui suit, nous établirons les relations nécessaires à l'évaluation des efficacités de ces deux voies concurrentes pour produire un signal de sortie de fréquences angulaires  $2\omega \pm \Omega$ .



**Figure G1.** Schéma des processus en cascade : (a) processus en cascade de premier type (Cascade 1) : diffraction acousto-optique linéaire par ondes acoustiques stationnaires et génération de fréquence somme ; (b) processus en cascade de deuxième type (Cascade 2) : génération de deuxième harmonique et diffraction acousto-optique linéaire par ondes acoustiques stationnaires.

Dans le domaine fréquentiel, les vecteurs polarisation impliqués dans le processus en cascade de premier type peuvent s'écrire comme suit :

$$P_i^{(I)}(\omega \pm \Omega) = p_{ijkl} u_{kl}(\Omega) E_j(\omega), \quad (G6a)$$

$$P_i^{(II)}(2\omega \pm \Omega) = \chi_{ijk}^{(2)}(2\omega \pm \Omega) E_j(\omega) E_k(\omega \pm \Omega), \quad (G6b)$$

où les exposants (I) et (II) font référence aux deux sous-processus consécutifs qui constituent ce processus, à savoir la diffraction linéaire à partir de l'onde acoustique stationnaire (étape I) et la génération de la fréquence somme (étape II). Ici  $p_{ijkl}$  sont les éléments du tenseur photoélastique linéaire. Il est à noter que l'interaction photoélastique impliquée dans les processus en cascade est donc *linéaire*, alors qu'elle est *non linéaire* dans le cas du processus direct.

De manière analogue, pour le processus en cascade de deuxième type, les vecteurs polarisation liés à la SHG (sous-processus I) et à la diffraction de l'onde acoustique stationnaire (sous-processus II) sont :

$$\tilde{P}_i^{(I)}(2\omega) = \chi_{ijk}^{(2)}(2\omega) \tilde{E}_j(\omega) \tilde{E}_k(\omega), \quad (G7a)$$

$$\tilde{P}_i^{(II)}(2\omega \pm \Omega) = p_{ijkl} u_{kl}(\Omega) \tilde{E}_j(2\omega). \quad (G7b)$$

Les composantes du champ électrique  $E_i(\omega \pm \Omega)$  et  $\tilde{E}_i(2\omega)$  des OEMs générées par les premiers sous-processus de cascade respectivement du premier et du deuxième type, peuvent être obtenues à partir des termes de polarisation correspondants grâce aux équations suivantes :

$$E_i(\omega \pm \Omega) = \frac{i\omega^2}{2c^2 k_{\omega \pm \Omega}} \left( \frac{1}{V} \int_V P_i^{(I)} e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}} dr \right), \quad (G8a)$$

$$\tilde{E}_i(2\omega) = \frac{i(2\omega)^2}{2c^2 k_{2\omega}} \left( \frac{1}{V} \int_V \tilde{P}_i^{(I)} e^{i\tilde{\mathbf{q}}\cdot\mathbf{r}} dr \right), \quad (G8b)$$

où  $\mathbf{q} = \mathbf{k}_\omega + \boldsymbol{\zeta} - \mathbf{k}_{\omega \pm \Omega}$  et  $\tilde{\mathbf{q}} = 2\mathbf{k}_\omega - \mathbf{k}_{2\omega}$  sont les vecteurs de désaccord entre les vecteurs d'onde des ondes participant aux processus,  $\mathbf{k}_\omega$ ,  $\mathbf{k}_{\omega \pm \Omega}$  et  $\mathbf{k}_{2\omega}$  étant respectivement les vecteurs d'onde des ondes fondamentale, diffractée et de deuxième harmonique, et  $\boldsymbol{\zeta} = \Omega / v_{L,T} \mathbf{e}_z$  est le vecteur d'onde de l'onde acoustique longitudinale (resp. transversale).

Pour la deuxième étape des processus en cascade de premier et deuxième types, les amplitudes des champs électriques des OEMs générées sont, encore une fois, déduites des termes sources associés, ou vecteurs de polarisation :

$$E_i(2\omega \pm \Omega) = \frac{i(2\omega \pm \Omega)^2}{2c^2 k_{2\omega \pm \Omega}} \left( \frac{1}{V} \int_V P_i^{(II)} e^{i\boldsymbol{\kappa}\cdot\mathbf{r}} dr \right), \quad (G9a)$$

$$\tilde{E}_i(2\omega \pm \Omega) = \frac{i(2\omega \pm \Omega)^2}{2c^2 k_{2\omega \pm \Omega}} \left( \frac{1}{V} \int_V \tilde{P}_i^{(II)} e^{i\tilde{\boldsymbol{\kappa}}\cdot\mathbf{r}} dr \right). \quad (G9b)$$

Les intégrales dans les équations (G8) et (G9) sont calculées sur le volume d'interaction  $V$  du domaine dans le cristal où l'intensité moyenne (ou le vecteur de Poynting) de l'OEM incidente est non nulle. Les vecteurs de désaccord  $\mathbf{q}$  et  $\tilde{\mathbf{q}}$ , ainsi que les conditions de quasi-accord de phase pour la première et la deuxième étapes de chaque processus en cascade sont donnés par

$$\mathbf{q} = \mathbf{k}_\omega + \boldsymbol{\zeta} - \mathbf{k}_{\omega \pm \Omega} \text{ et } \boldsymbol{\kappa} = \mathbf{k}_\omega + \mathbf{k}_{\omega \pm \Omega} - \mathbf{k}_{2\omega \pm \Omega} \text{ (Cascade 1),} \quad (G10a)$$



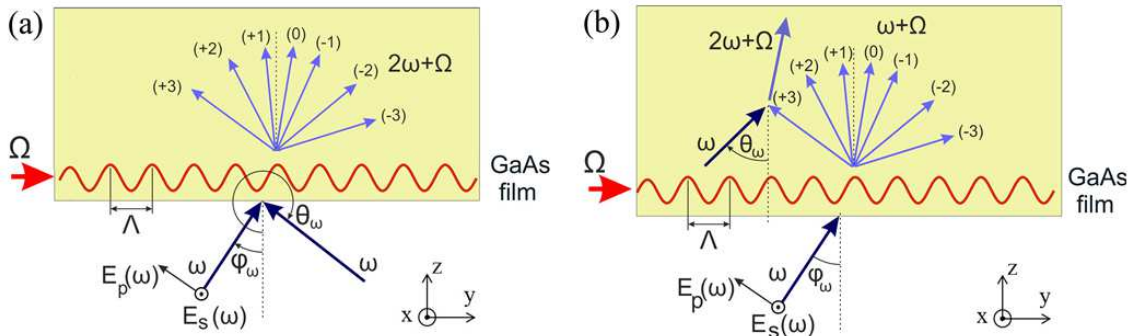
$$\tilde{\mathbf{q}} = 2\mathbf{k}_\omega - \mathbf{k}_{2\omega} \text{ et } \tilde{\boldsymbol{\kappa}} = \mathbf{k}_{2\omega} + \boldsymbol{\zeta} - \mathbf{k}_{2\omega \pm \Omega} \text{ (Cascade 2)}. \quad (\text{G10b})$$

À titre de comparaison, le vecteur de déphasage pour l'étape du processus direct de DAONL [12] obéit à la relation

$$\mathbf{q}_d = 2\mathbf{k}_\omega - \mathbf{k}_{2\omega} + \boldsymbol{\zeta}, \quad (\text{G11})$$

ce qui montre que les conditions de quasi-accord de phase sont assez différentes pour le processus en cascade et le processus de DAONL direct. La principale différence entre les conditions de quasi-accord de phase que nous utilisons et les conditions conventionnelles obtenues pour la description théorique de la SHG dans des structures modulées périodiquement (voir par exemple [18, 19]) — ou celles obtenues par exemple avec un montage expérimental spécifique qui utilise le déphasage dû à la réflexion interne totale comme moyen d'atteindre une SHG quasi-accordé en phase dans une couche de GaAs [20] — est la suivante : dans ces derniers cas, la modulation des indices de réfraction et des tenseurs de susceptibilité optique non linéaire est statique, alors qu'elle dépend du temps dans le cas de la DAONL. Cependant, on peut noter que la DAONL peut, comme les processus décrits dans les Réf. [18–20], conduire à un processus efficace de conversion de fréquence à l'accord de phase dans un cristal tel que GaAs grâce à l'assistance de la modulation d'indice induite acoustiquement.

De plus, les vecteurs d'onde des OEMs diffractées par l'onde acoustique doivent satisfaire à l'une ou l'autre des conditions de Bragg, c'est-à-dire  $\mathbf{k}_{\omega \pm \Omega} = \mathbf{k}_\omega + N\mathbf{Q}_{L,T}$ , ou  $\mathbf{k}_{2\omega \pm \Omega} = \mathbf{k}_{2\omega} + N\mathbf{Q}_{L,T}$  ( $N \in \mathbb{Z}$ ) respectivement pour Cascade 1 et Cascade 2, où  $\mathbf{Q}_{L,T}$  sont les vecteurs d'onde des ondes acoustiques stationnaires longitudinales et transversales et  $N$  désigne l'ordre de diffraction (figure G2).



**Figure G2.** Schéma de la diffraction acousto-optique non linéaire pour les processus en cascade Cascade 1 (a) et Cascade 2 (b) dans la géométrie de transmission.

Phénoménologiquement, le champ généré à la fréquence  $2\omega \pm \Omega$  peut être relié au champ entrant à la fréquence fondamentale  $\omega$  grâce à un tenseur de susceptibilité qui prend en compte l'effet de l'onde acoustique. Pour Cascade 1 et pour des vecteurs de déphasage donnés  $\mathbf{q}$  et  $\boldsymbol{\kappa}$  dans le cristal, les composantes polarisées  $s$  et  $p$  du champ généré  $E_{s,p}(2\omega \pm \Omega)$  sont liées à celles du champ entrant à la fréquence fondamentale comme suit :

$$\begin{pmatrix} E_s(2\omega \pm \Omega, \mathbf{q}, \boldsymbol{\kappa}) \\ E_p(2\omega \pm \Omega, \mathbf{q}, \boldsymbol{\kappa}) \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} \chi_{s,ss}(\mathbf{q}, \boldsymbol{\kappa}) & \chi_{s,pp}(\mathbf{q}, \boldsymbol{\kappa}) \\ \chi_{p,ss}(\mathbf{q}, \boldsymbol{\kappa}) & \chi_{p,pp}(\mathbf{q}, \boldsymbol{\kappa}) \end{bmatrix} \begin{pmatrix} E_s^2(\omega) \\ E_p^2(\omega) \end{pmatrix}. \quad (\text{G12})$$

De même, pour Cascade 2 et pour des vecteurs de déphasage donnés  $\tilde{\mathbf{q}}$  et  $\tilde{\boldsymbol{\kappa}}$  dans le cristal, les composantes polarisées  $s$  et  $p$  du champ généré  $\tilde{\mathbf{E}}(2\omega \pm \Omega)$  à la fréquence angulaire  $2\omega \pm \Omega$  dépendent de celles

du champ entrant à la fréquence fondamentale :

$$\begin{pmatrix} \tilde{E}_s(2\omega \pm \Omega, \tilde{\mathbf{q}}, \tilde{\mathbf{k}}) \\ \tilde{E}_p(2\omega \pm \Omega, \tilde{\mathbf{q}}, \tilde{\mathbf{k}}) \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} \tilde{\chi}_{s,ss}(\tilde{\mathbf{q}}, \tilde{\mathbf{k}}) & \tilde{\chi}_{s,pp}(\tilde{\mathbf{q}}, \tilde{\mathbf{k}}) \\ \tilde{\chi}_{p,ss}(\tilde{\mathbf{q}}, \tilde{\mathbf{k}}) & \tilde{\chi}_{p,pp}(\tilde{\mathbf{q}}, \tilde{\mathbf{k}}) \end{bmatrix} \begin{pmatrix} \tilde{E}_s^2(\omega) \\ \tilde{E}_p^2(\omega) \end{pmatrix}. \quad (\text{G13})$$

Dans les équations. (G12) et (G13), les éléments pertinents des tenseurs  $\hat{\chi}(\mathbf{q}, \mathbf{\kappa})$  et  $\hat{\tilde{\chi}}(\tilde{\mathbf{q}}, \tilde{\mathbf{k}})$  dépendent à la fois de ceux du tenseur photoélastique linéaire  $\hat{p}$  et du tenseur de déformation du cristal  $\hat{u}$ .

Les calculs numériques discutés ici sont effectués pour un cristal de GaAs. La symétrie cristalline de ce milieu (il appartient au groupe ponctuel  $T_d$ ), laisse 1, 2 ou 3 éléments non nuls dans les tenseurs de susceptibilité ( $2 \times 2$ )  $\hat{\chi}(\mathbf{q})$  et  $\hat{\tilde{\chi}}(\mathbf{q})$ , selon la polarisation de l'onde acoustique. Ainsi, pour une onde acoustique longitudinale, ils deviennent :

$$\hat{\chi}^L(\mathbf{q}, \mathbf{\kappa}) = \begin{bmatrix} 0 & \chi_{s,pp}^L(\mathbf{q}, \mathbf{\kappa}) \\ 0 & 0 \end{bmatrix}, \quad \hat{\tilde{\chi}}^L(\tilde{\mathbf{q}}, \tilde{\mathbf{k}}) = \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & \tilde{\chi}_{p,pp}^L(\tilde{\mathbf{q}}, \tilde{\mathbf{k}}) \end{bmatrix}, \quad (\text{G14})$$

respectivement pour Cascade 1 et Cascade 2, alors que pour une onde acoustique transverse, les tenseurs correspondants sont :

$$\hat{\chi}^T(\mathbf{q}, \mathbf{\kappa}) = \begin{bmatrix} 0 & \chi_{s,pp}^T(\mathbf{q}, \mathbf{\kappa}) \\ \chi_{p,ss}^T(\mathbf{q}, \mathbf{\kappa}) & \chi_{p,pp}^T(\mathbf{q}, \mathbf{\kappa}) \end{bmatrix}, \quad \hat{\tilde{\chi}}^T(\tilde{\mathbf{q}}, \tilde{\mathbf{k}}) = \begin{bmatrix} 0 & \tilde{\chi}_{s,pp}^T(\tilde{\mathbf{q}}, \tilde{\mathbf{k}}) \\ 0 & 0 \end{bmatrix}. \quad (\text{G15})$$

Les éléments non nuls des tenseurs de susceptibilité peuvent être exprimés en fonction des angles d'incidence  $\varphi_\omega$  et  $\theta_\omega$  des OEMs de fréquence fondamentale impliquées dans l'un des processus en cascade (figure G1). On suppose ici que les deux vecteurs d'onde entrants appartiennent à un plan d'incidence perpendiculaire aux surfaces de la couche de GaAs. Pour un ensemble donné d'angles  $\varphi_\omega$  et  $\theta_\omega$ , les éléments du tenseur de susceptibilité apparaissant dans les équations (G14), (G15) prennent la forme suivante :

$$\chi_{s,pp}^L(\mathbf{q}, \mathbf{\kappa}) = -\chi^{(2)}(p_{11} \sin \theta_\omega \cos \phi_\omega + p_{12} \cos \theta_\omega \sin \phi_\omega) U_{zz}(\mathbf{q}, \mathbf{\kappa}), \quad (\text{G16a})$$

$$\chi_{p,pp}^T(\mathbf{q}, \mathbf{\kappa}) = 2\chi^{(2)} p_{44} \cos \phi_\omega U_{xz}(\mathbf{q}, \mathbf{\kappa}), \quad (\text{G16b})$$

$$\chi_{s,pp}^T(\mathbf{q}, \mathbf{\kappa}) = 2\chi^{(2)} p_{44}(\mathbf{q}, \mathbf{\kappa}) \cos(\theta_\omega - \phi_\omega) U_{yz}(\mathbf{q}, \mathbf{\kappa}), \quad (\text{G16c})$$

$$\chi_{p,ss}^T(\mathbf{q}, \mathbf{\kappa}) = 2\chi^{(2)} p_{44} U_{xz}(\mathbf{q}, \mathbf{\kappa}), \quad (\text{G16d})$$

$$\tilde{\chi}_{s,pp}^L(\tilde{\mathbf{q}}, \tilde{\mathbf{k}}) = -\chi^{(2)} p_{12} (\sin \theta_\omega \cos \phi_\omega + \cos \theta_\omega \sin \phi_\omega) U_{zz}(\tilde{\mathbf{q}}, \tilde{\mathbf{k}}), \quad (\text{G16e})$$

$$\tilde{\chi}_{s,pp}^T(\tilde{\mathbf{q}}, \tilde{\mathbf{k}}) = -2\chi^{(2)} p_{44} (\sin \theta_\omega \cos \phi_\omega + \cos \theta_\omega \sin \phi_\omega) U_{xz}(\tilde{\mathbf{q}}, \tilde{\mathbf{k}}). \quad (\text{G16f})$$

Ici,  $p_{11} = p_{xxxx} = p_{yyyy} = p_{zzzz}$ ,  $p_{12} = p_{xxyy} = p_{xxzz} = p_{yyzz} = p_{yyxx} = p_{zzxx} = p_{zzyy}$  et  $p_{44} = p_{xyxy} = p_{xzxz} = p_{yzyz} = p_{yxxy} = p_{zxxz} = p_{zyzy} = p_{xyyx} = p_{xzzx} = p_{yxyx} = p_{yzzx} = p_{zyyz} = p_{zxxz} = p_{zyyz}$  désignent les trois éléments non nuls du tenseur photoélastique linéaire de GaAs,  $\chi^{(2)} = \chi_{xyz}^{(2)} = \chi_{yxz}^{(2)} = \chi_{zyx}^{(2)} = \chi_{xzy}^{(2)} = \chi_{yxz}^{(2)} = \chi_{zyx}^{(2)}$  est le seul élément non nul du tenseur de susceptibilité du second ordre de GaAs non contraint, tandis que les fonctions  $U_{kl}(\mathbf{q}, \mathbf{\kappa})$  et  $U_{kl}(\tilde{\mathbf{q}}, \tilde{\mathbf{k}})$  dérivent des éléments du tenseur de déformation dans le domaine fréquentiel spatial obtenu *via* la transformée de Fourier des éléments du tenseur de déformation  $u_{kl}(\mathbf{r})$  dans l'espace réel définies par l'équation (G8). Ainsi :

$$u_{kl}(\boldsymbol{\gamma}) = \frac{1}{V} \int_V u_{kl}(\mathbf{r}) \exp(i\boldsymbol{\gamma} \cdot \mathbf{r}) d\mathbf{r}, \quad (\text{G17})$$

où  $\boldsymbol{\gamma} \in \{\mathbf{q}, \tilde{\mathbf{k}}\}$  sont les vecteurs de non-concordance impliqués dans le processus en cascade pertinent, et

$$U_{kl}(\mathbf{q}, \boldsymbol{\kappa}) = \frac{1}{V} u_{kl}(\mathbf{q}) \int_V \exp(i\boldsymbol{\kappa} \cdot \mathbf{r}) d\mathbf{r}, \quad (\text{G18a})$$

$$U_{kl}(\tilde{\mathbf{q}}, \tilde{\boldsymbol{\kappa}}) = \frac{1}{V} u_{kl}(\tilde{\boldsymbol{\kappa}}) \int_V \exp(i\tilde{\mathbf{q}} \cdot \mathbf{r}) d\mathbf{r}, \quad (\text{G18b})$$

respectivement pour Cascade 1 et Cascade 2. La procédure de calcul des intégrales qui définissent les éléments du tenseur de déformation  $u_{kl}(\boldsymbol{\gamma})$  et les fonctions  $U_{kl}(\mathbf{q}, \boldsymbol{\kappa})$  et  $U_{kl}(\tilde{\mathbf{q}}, \tilde{\boldsymbol{\kappa}})$  dans les équations (G17) et (G18) a été décrite dans [12].

Enfin, afin d'estimer les intensités relatives des ondes diffractées pour chaque processus en cascade, chaque type d'onde acoustique stationnaire et chaque configuration de polarisation, on introduit les efficacités de diffraction non linéaire correspondantes définies comme :

$$D_{\alpha, \beta\beta}^A = \frac{I(2\omega \pm \Omega)}{I^2(\omega)} \propto |\chi_{\alpha, \beta\beta}|^2, \quad (\alpha, \beta) = (s, p) \text{ et } A = (L, T), \quad (\text{G19})$$

où  $I(2\omega \pm \Omega)$  et  $I(\omega)$  sont respectivement les intensités de faisceaux émis et incident.

### G.II.2. Comparaison des processus en cascade de diffraction acousto-optique non linéaire

Les simulations numériques discutées dans cette section sont effectuées pour une fréquence angulaire de l'OEM fondamentale entrante  $\omega = 1,77.10^{14} \text{ rad.s}^{-1}$  (c'est-à-dire pour la longueur d'onde dans le vide  $\lambda_0 = 10,6 \mu\text{m}$  du laser CO<sub>2</sub>), et pour les fréquences  $f_{L,T} = \Omega_{L,T} / 2\pi$  des ondes acoustiques stationnaires longitudinale et transversale dans la couche de GaAs égales respectivement à 475 MHz et 252,5 MHz. Ces fréquences correspondent à la même valeur harmonique pour l'onde acoustique dans la couche de GaAs de largeur  $L = 1 \mu\text{m}$ . Les paramètres matériaux et acoustiques utilisés pour les calculs sont présentés dans le Tableau G1.

**Tableau G1. Données physiques pour GaAs et paramètres d'ondes acoustiques utilisés pour les calculs.**

Masse volumique	$\rho = 5,316.10^{-3} \text{ kg.cm}^{-3}$
Indices de réfraction [21]	$n_\omega = 3,2919, \quad n_{2\omega} = 3,3168$
Élément du tenseur $\hat{\chi}^{(2,0)}$ non contraint de GaAs [22]	$\chi^{(2)} = 188,5.10^{-12} \text{ m.V}^{-1}$
Éléments du tenseur photoélastique linéaire de GaAs[23]	$p_{11} = -0,165, \quad p_{12} = -0,14, \quad p_{44} = -0,072$
Vitesses des ondes acoustiques dans GaAs [24]	$v_L = 4,73.10^5 \text{ cm.s}^{-1}, \quad v_T = 3,35.10^5 \text{ cm.s}^{-1}$
Intensité de l'onde acoustique	$I_{AW} = 30 \text{ W.cm}^{-2}$ .

En raison de la forme des tenseurs de susceptibilité non linéaires [équations (G14) et (G15)], pour chaque mécanisme en cascade conduisant à une diffraction non linéaire  $\omega \rightarrow 2\omega \pm \Omega$ , et pour chaque type d'onde acoustique, seules certaines des combinaisons potentielles de polarisation ( $s$ - $S$ ,  $s$ - $P$ ,  $p$ - $S$  et  $p$ - $P$ ) entre les ondes incidentes et diffractées sont permises par la symétrie du cristal, comme le montre le Tableau G2. Ainsi, trois des quatre combinaisons possibles peuvent être atteintes (et chacune d'elles par deux ou trois

des mécanismes),  $s$ - $S$  étant la seule combinaison interdite pour les processus en cascade.

**Tableau G2. Combinaisons des états de polarisation  $s$  et  $p$  des ondes incidente et diffractée pouvant conduire à une diffraction non linéaire  $\omega \rightarrow 2\omega \pm \Omega$  dans GaAs pour chaque mécanisme de diffraction et chaque type d'onde acoustique.**

	DAONL directe [12]	Cascade 1	Cascade 2
Onde acoustique longitudinale	$s$ - $P$	$p$ - $S$	$p$ - $P$
	$p$ - $P$		
Onde acoustique transversale	$s$ - $S$	$s$ - $P$	$p$ - $S$
	$s$ - $P$	$p$ - $S$	
	$p$ - $S$	$p$ - $P$	
	$p$ - $P$		

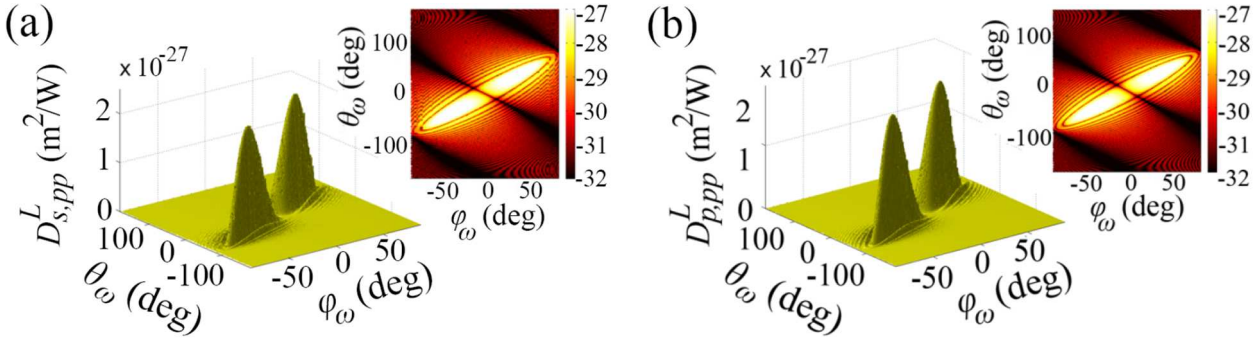
Ces résultats montrent que le type de processus impliqué dans la production du rayonnement de deuxième harmonique par diffraction non linéaire ne peut être déduit de la seule analyse des états d'entrée et de sortie de la polarisation. En effet, comme indiqué dans le Tableau G2, la combinaison polarimétrique  $p$ - $P$  peut résulter du processus direct DAONL ainsi que de Cascade 2 pour une onde acoustique longitudinale. De même, pour une onde acoustique transversale, trois combinaisons ( $p$ - $P$ ,  $p$ - $S$ , et  $s$ - $P$ ) peuvent être obtenues soit par le processus direct DAONL, soit à partir de Cascade 1, et la quatrième combinaison ( $p$ - $S$ ) a lieu pour tous les trois processus. En termes pratiques, cependant, la détermination expérimentale des éléments tenseurs photoélastiques du cristal nécessite que les mécanismes de diffraction non linéaire soient distingués sans ambiguïté. Pour cela, en plus de sélectionner le type d'onde acoustique et la combinaison de polarisation, il faut exploiter les dépendances angulaires spécifiques de ces mécanismes, qui sont présentées dans les figures G3–G6 pour les ordres de diffraction  $N = 0$  et  $N = 1$ .

La figure G3 compare les efficacités de diffraction  $D_{s,pp}^L$  et  $D_{p,pp}^L$  obtenues dans l'ordre 0 de diffraction à partir d'une onde acoustique stationnaire longitudinale, respectivement par les processus Cascade 1 (figure G3a) et Cascade 2 (figure G3b), en fonction des angles d'incidence  $\varphi_\omega$  et  $\theta_\omega$  des ondes incidentes à la fréquence fondamentale (telle que définis sur la figure G1). Des vues de dessus des mêmes dépendances sont données sous forme d'encarts, les efficacités de diffraction étant données par un gradient de couleurs en échelle logarithmique. La figure G4 montre les mêmes paramètres pour le 1<sup>er</sup> ordre de diffraction. Ainsi, les dépendances angulaires des combinaisons  $p$ - $S$  et  $p$ - $P$  présentent les mêmes doubles pics larges dans l'ordre 0, mais alors que la combinaison  $p$ - $S$  peut être attribuée sans ambiguïté au processus Cascade 1, la combinaison  $p$ - $P$  peut en effet résulter soit de Cascade 2, soit du processus direct (voir Tableau G2).

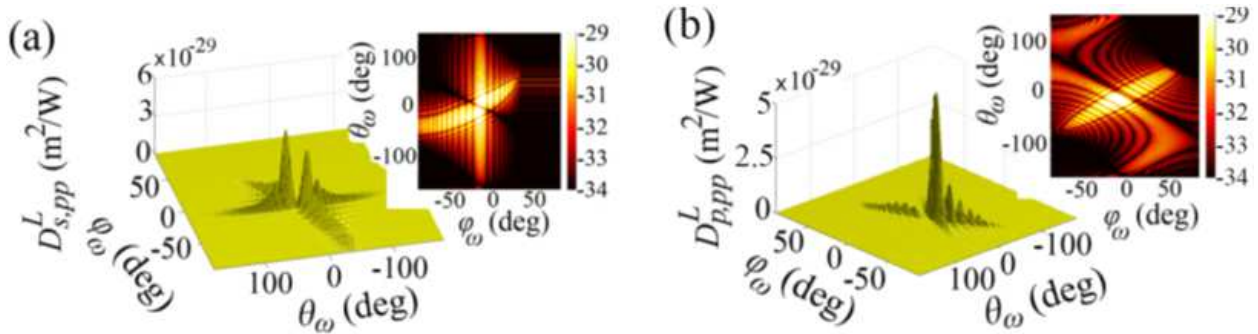
En comparaison, les dépendances angulaires de  $D_{s,pp}^L$  et  $D_{p,pp}^L$  dans le 1<sup>er</sup> ordre de diffraction sont clairement différentes, comme en témoignent les figures G4a, avec deux pics principaux de diffraction pour Cascade 1, et G4b, avec un seul pic étroit pour Cascade 2. Les valeurs des efficacités de diffraction diminuent (de deux ordres de grandeurs) entre l'ordre 0 et le 1<sup>er</sup> ordre de diffraction. Par conséquent, l'étude du 1<sup>er</sup> ordre de diffraction lève sans ambiguïté toute incertitude quant à l'attribution du signal diffracté à un mécanisme particulier.

Pour une onde acoustique stationnaire transversale, les calculs montrent que les dépendances angulaires des trois efficacités de diffraction  $D_{\alpha,\beta\beta}^T$ ,  $(\alpha, \beta) = (s, p)$  associées aux trois combinaisons de polarisation possibles permises par le processus Cascade 1 sont presque identiques. Leur comportement angulaire diffère cependant nettement de celui du processus Cascade 2 pour la combinaison  $p$ - $S$ , c'est-à-dire le seul que

permet ce dernier processus, comme en témoignent les figures G5 et G6 respectivement pour les ordres 0 et 1 de diffraction, où  $D_{s,pp}^T$  est obtenue soit par le mécanisme Cascade 1 (figures G5a et G6a), soit par le mécanisme Cascade 2 (figures G5b et G6b). De plus, il faut noter que les dépendances angulaires respectives des processus en cascade sont également différentes de celle du processus direct, qui permet également la combinaison  $p$ - $S$ . Enfin, contrairement au cas d'une onde acoustique stationnaire longitudinale, les valeurs des pics de diffraction sont d'un ordre de grandeur similaire dans l'ordre 0 et dans l'ordre 1 de diffraction.



**Figure G3.** Dépendances angulaires des efficacités de diffraction  $D_{s,pp}^L$  et  $D_{p,pp}^L$  obtenues dans l'ordre 0 de diffraction à partir d'une onde acoustique stationnaire longitudinale par les processus en cascade Cascade 1 (a) et Cascade 2 (b). Les encarts montrent des vues de dessus des mêmes dépendances en échelle semi-logarithmique.

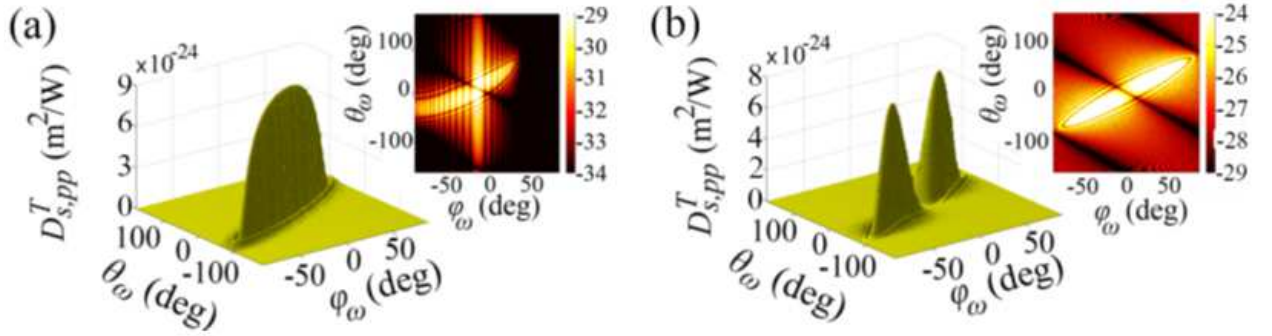


**Figure G4.** Dépendances angulaires des efficacités de diffraction  $D_{s,pp}^L$  et  $D_{p,pp}^L$  obtenues dans le 1<sup>er</sup> ordre de diffraction à partir d'une onde acoustique stationnaire longitudinale par les processus en cascade Cascade 1 (a) et Cascade 2 (b). Les encarts montrent des vues de dessus des mêmes dépendances en échelle semi-logarithmique.

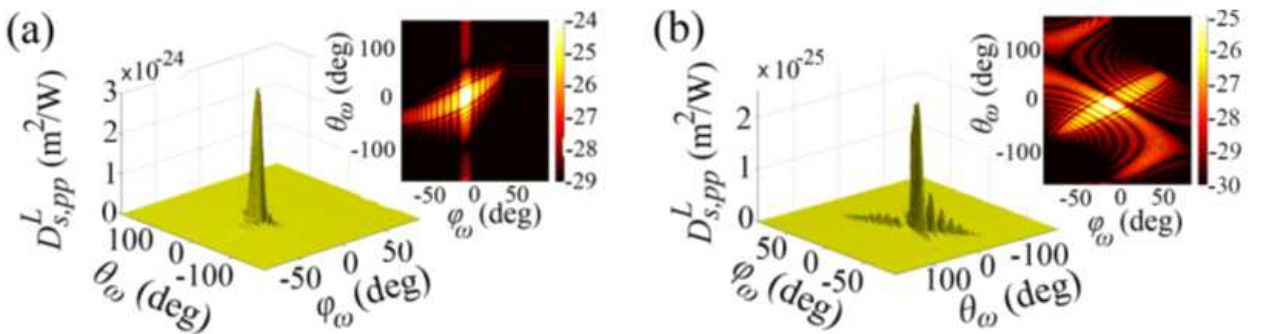
Globalement, les différents processus de diffraction non linéaire par une onde acoustique stationnaire diffèrent également les uns des autres par l'amplitude de leurs efficacités, selon qu'ils sont médiés par une onde acoustique longitudinale ou transversale. Une comparaison des figures G3-G6 montre que les efficacités du processus pour une onde acoustique transversale sont de 3 (resp. 4 à 5) ordres de grandeur supérieurs à ceux d'une onde acoustique longitudinale dans l'ordre 0 (resp. le 1<sup>er</sup> ordre) de diffraction.

Comme indiqué dans le Tableau G2, et comme cela a été démontré dans [12], le processus direct d'observation de la diffraction non linéaire par une onde acoustique stationnaire est autorisé pour les quatre combinaisons de polarisation avec une onde acoustique transversale, et pour seulement deux d'entre elles ( $s$ - $P$  et  $p$ - $P$ ) avec une onde acoustique longitudinale. Cela signifie que dans la plupart des cas, le signal de sortie à la fréquence  $2\omega \pm \Omega$  provient de deux voire trois processus simultanés. Cependant, comme mentionné ci-dessus, un choix judicieux des angles d'incidence des ondes incidentes et des combinaisons de

polarisation et du type d'onde acoustique permet toujours de distinguer les trois processus. En conséquence, on peut s'attendre à ce que des mesures expérimentales effectuées avec un nombre suffisant de tels paramètres expérimentaux, et confrontées à nos calculs, puissent conduire à une estimation des valeurs des éléments des tenseurs de susceptibilité non linéaire, ainsi que celles des éléments des tenseurs photoélastiques non linéaires de GaAs ou de tout autre cristal du même groupe de symétrie — à condition qu'il soit suffisamment transparent à la fois aux fréquences fondamentale et de deuxième harmonique.



**Figure G5.** Dépendances angulaires des efficacités de diffraction  $D_{s,pp}^T$  obtenues dans l'ordre 0 de diffraction à partir d'une onde acoustique stationnaire transversale par les processus en cascade Cascade 1 (a) et Cascade 2 (b). Les encarts montrent des vues de dessus des mêmes dépendances en échelle semi-logarithmique.



**Figure G6.** Dépendances angulaires des efficacités de diffraction  $D_{s,pp}^L$  obtenues dans le 1<sup>er</sup> ordre de diffraction à partir d'une onde acoustique stationnaire transversale par les processus en cascade Cascade 1 (a) et Cascade 2 (b). Les encarts montrent des vues de dessus des mêmes dépendances en échelle semi-logarithmique.

### G.II.3. Résumé

Nous avons étudié la contribution de deux types de processus en cascade à la diffraction optique non linéaire des OEMs à partir d'une onde acoustique stationnaire longitudinale ou transversale établie dans un cristal de GaAs. Contrairement au processus direct décrit en détail dans [12], l'interaction photoélastique entre les OEMs et acoustiques est ici linéaire. Le premier type résulte ainsi de la succession de la diffraction acousto-optique linéaire et de la génération de fréquence somme. Le deuxième type de processus en cascade implique un processus optique non linéaire, la génération de deuxième harmonique, suivi d'une diffraction acousto-optique linéaire. Les conditions d'accord de phase pour ces deux mécanismes sont différentes, ce qui explique la nette spécificité de leurs dépendances angulaires respectives par rapport aux angles d'incidence des OEMs en interaction. De plus, l'existence même de ces processus, ainsi que leur efficacité et leur comportement angulaire, dépendent également de la nature (longitudinale ou transversale) de l'onde acoustique qui permet le processus photoélastique linéaire, et des états de polarisation des OEMs incidente et

diffraquée. Nous avons soigneusement établi en détail et, à notre connaissance, pour la première fois, toutes les règles régissant la dépendance des processus en cascade vis-à-vis de tels paramètres, et les avons comparées à celles précédemment obtenues pour le mécanisme direct. De ce fait, nos simulations peuvent être confrontées à un ensemble de mesures bien choisies (en termes d'angle d'incidence des ondes entrantes, de combinaisons de polarisation d'entrée et de sortie, et de type d'onde acoustique) afin de déterminer les valeurs des éléments tenseurs de la susceptibilité non linéaire, ainsi que ceux des éléments des tenseurs photoélastiques linéaires de tout cristal appartenant au même groupe de symétrie que GaAs. De plus, effectuer des calculs similaires pour des cristaux de type de symétrie différent ne présente pas de difficultés particulières.

Les résultats présentés dans cette section ont été publiés dans la revue à comité de lecture suivante :

1. Yu. S. Dadoenkova, N. N. Dadoenkova, F. F. L Bentivegna, Y.P. Lee, I. L. Lyubchanskii, “*Cascading processes in the nonlinear diffraction of light by standing acoustic waves*”, *Phys. Rev. A* **93**, 013815 (2016).

### Références

1. I. Freund, *Phys. Rev. Lett.* **21**, 1404 (1968).
2. M. Lax and D. F. Nelson, *Phys. Rev. B* **4**, 3694 (1971).
3. D. F. Nelson and M. Lax, *Phys. Rev. B* **3**, 2795 (1971).
4. J.-W. Jeong *et al.*, *Phys. Rev. B* **62**, 13455 (2000).
5. G. D. Boyd, F. R. Nash, and D. F. Nelson, *Phys. Rev. Lett.* **24**, 1298 (1970).
6. P. N. Keating and Ch. Deutsch, *Phys. Rev. B* **3**, 3531 (1971).
7. A. Majchrowski *et al.*, *Opt. Materials* **15**, 51 (2000).
8. I. V. Kityk *et al.*, *J. Appl. Phys.* **93**, 1160 (2003).
9. J. Ebothe *et al.*, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **36**, 713 (2003).
10. M. Makowska-Janusik *et al.*, *Semicond. Sci. Technol.* **19**, 1285 (2004).
11. A. Migalska-Zalas *et al.*, *Phys. Rev. B* **71**, 035119 (2005).
12. N. A. Shevchenko *et al.*, *Photonics Nanostruct. Fundam. Appl.* **10**, 400 (2012).
13. E. Yablonovich, C. Flytzanis, and N. Bloembergen, *Phys. Rev. Lett.* **29**, 865 (1972).
14. M. Born and E. Wolf, *Principles of Optics*, (Cambridge University Press, Cambridge, 1999), 7<sup>th</sup> ed.
15. Yu. V. Gulyaev, V. V. Proklov, and G. N. Shkerdin, *Sov. Phys. Usp.* **21**, 29 (1978).
16. A. Korpel, *Acousto-Optics* (Marcel Dekker, New York, 1997), 2<sup>nd</sup> ed.
17. L. D. Landau and E. M. Lifshitz, *Theory of Elasticity* (Pergamon Press, Oxford, 1970), 2<sup>nd</sup> ed.
18. M. M. Fejer *et al.*, *IEEE J. Quantum Electron.* **28**, 2631 (1992).
19. A. Fiore *et al.*, *Nature (London)* **391**, 463 (1998).
20. H. Komine *et al.*, *Opt. Lett.* **23**, 661 (1998).
21. A. H. Kachare, W. G. Spitzer, and J. E. Fredrickson, *J. Appl. Phys.* **47**, 4209 (1976).
22. D. de Ceglia *et al.*, *Opt. Lett.* **36**, 704 (2011).
23. M. J. Weber (Ed.), *Handbook of Optical Materials* (CRC Press, New York, 2003).
24. S. Adachi, *J. Appl. Phys.* **58**, R1 (1985).

### G.III. EFFET GOOS-HÄNCHEN POUR LA DIFFUSION BRILLOUIN DE LA LUMIÈRE PAR DES PHONONS ACOUSTIQUES

#### G.III.1. Processus direct et en cascade de l'effet Goos-Hänchen associé à la diffusion Brillouin de la lumière par une onde acoustique progressive

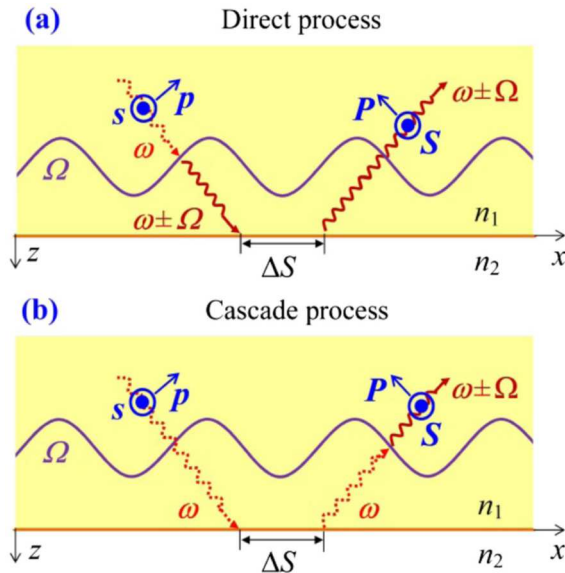
L'effet GH a été étudié de manière approfondie dans de nombreux milieux différents (diélectriques, métaux, magnétiques, supraconducteurs) [voir par exemple 1-8] et pour de nombreuses structures complexes (cristaux photoniques et multicouches) [voir par exemple 9-11]. Dans tous ces articles, et dans un grand nombre d'autres publications, dont plusieurs revues de synthèse [12-14], l'effet GH a été étudié dans des cas stationnaires lorsque les faisceaux incident et réfléchi étaient aux mêmes fréquences.

Dans les milieux optiquement non linéaires, l'effet GH a été étudié pour des milieux à non-linéarité optique quadratique pour l'interaction à trois OEMs, c'est-à-dire pour la génération de second harmonique [15, 16]. En raisonnant par analogie, on peut s'attendre à ce qu'il soit possible d'observer le décalage GH dans le cas d'une interaction à trois ondes lorsque l'une de ces ondes est une onde acoustique. Ce type de couplage entre les OEMs et les ondes acoustiques, qui peut être décrit par l'interaction photoélastique [17], conduit au phénomène bien connu de diffusion inélastique de la lumière par le son (ou phonons acoustiques), c'est-à-dire la diffusion Brillouin de la lumière [18, 19].

Nous étudions ici deux façons possibles (processus direct et en cascade) d'observer l'effet GH d'une OEM pour des ondes acoustiques longitudinales et transversales. Dans le processus direct (voir figure G7a), l'onde lumineuse incidente de fréquence angulaire  $\omega$  interagit avec l'onde acoustique de fréquence angulaire  $\Omega$ , et l'OEM réfléchi de fréquence angulaire  $\omega \pm \Omega$  subira un décalage GH latéral. Dans le processus en cascade (figure G7b), le faisceau lumineux incident de fréquence angulaire  $\omega$  est réfléchi par l'interface où l'effet GH a lieu et, après cela, l'OEM réfléchi interagit avec l'onde acoustique, et le rayonnement décalé spatialement sera à la fréquence angulaire  $\omega \pm \Omega$ , comme dans le processus direct.

Considérons l'interface entre une couche épaisse d'un milieu « 1 » de symétrie cubique et d'indice de réfraction  $n_1$  et un milieu isotrope « 2 » d'indice de réfraction  $n_2$ , comme le montre la figure G7. La propagation des OEMs de fréquence angulaire  $\omega$  est décrite par la solution de l'équation d'onde (G3) vue précédemment [20].

Une onde acoustique se propageant dans un milieu cristallin module son tenseur de permittivité par interaction photoélastique [20]. Dans ce cas, une contribution supplémentaire à la polarisation peut être présentée sous la forme donnée par l'équation (G9). Des ondes acoustiques progressives longitudinale (L) et transversale (T) se propageant le long de l'axe  $x$  avec des fréquences angulaires  $\Omega_{L,T}$  et les nombres d'ondes  $q_{L,T}$  ont la forme de l'équation (G1). En utilisant l'approximation des enveloppes lentement variables [21], les composantes  $E_i(\omega \pm \Omega)$  ( $i = x, y, z$ ) du champ électrique de l'OEM diffusée peuvent être obtenues à partir de l'équation (G13).



**Figure G7.** Schémas des processus direct (a) et en cascade (b) de diffusion Brillouin de la lumière. Ici,  $s$  et  $p$  désignent les composantes  $s$  et  $p$  du champ électrique optique,  $\omega$  et  $\Omega$  sont les fréquences angulaires de la lumière incidente et de l'onde acoustique, et  $\Delta S$  est le décalage GH.

La formation du faisceau lumineux diffusé décalé de fréquence angulaire  $\omega \pm \Omega$  peut contribuer à deux processus. Dans le processus direct de diffusion Brillouin de la lumière, une OEM de fréquence angulaire fondamentale  $\omega$  est diffusée par une onde acoustique et l'onde résultante de fréquence angulaire  $\omega \pm \Omega$  subit un décalage latéral  $\Delta S$  à la réflexion (figure G7a). Dans le processus en cascade, tout d'abord, un faisceau



de fréquence fondamentale est décalé au niveau de la réflexion à l'interface, et le faisceau réfléchi est ensuite diffusé par une onde acoustique (figure G7b).

En supposant un faisceau gaussien incident de waist  $w_0$ , le profil spatial  $E^{(sc)}(x)$  du faisceau réfléchi (diffusé) peut être calculé comme suit :

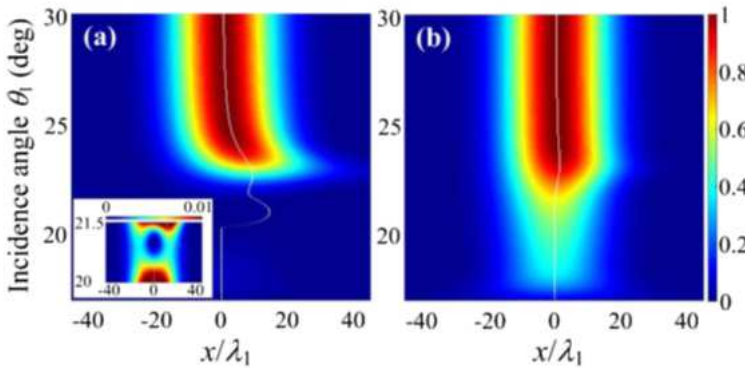
$$E^{(sc)}(x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{E}^{(i)}(K) R(K + k_c) \exp(iKx) dK, \tag{G29}$$

$$\tilde{E}^{(i)}(K) = \int_{-\infty}^{\infty} E^{(i)}(x) \exp(-iKx) dx,$$

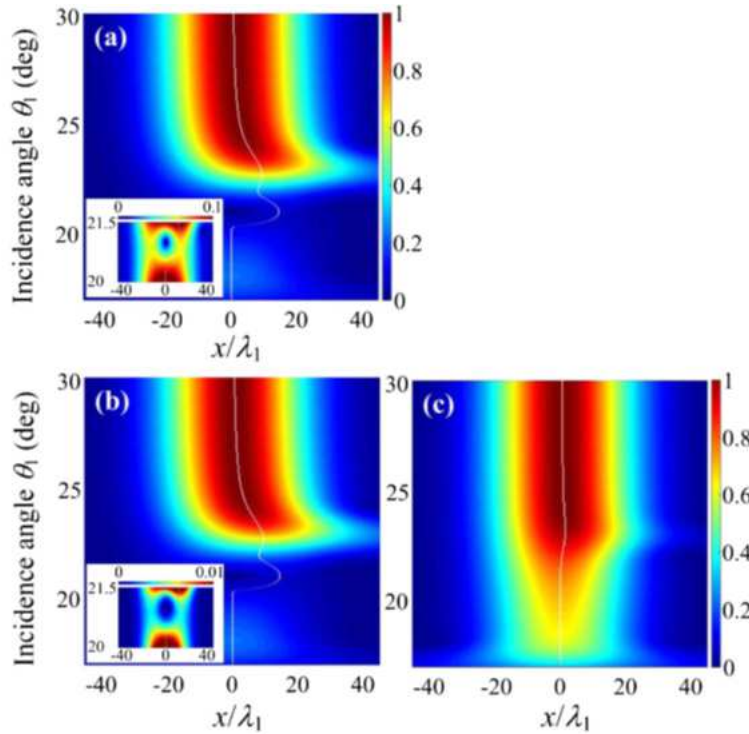
où  $R(k_x)$  est le coefficient de réflexion (diffusion). Dans le processus direct de diffusion Brillouin de la lumière,  $E^{(sc)}(x) = E_{\omega \pm \Omega}^{(r)}(x)$ , et dans le processus en cascade  $E^{(sc)}(x) = E_{\omega}^{(r)}(x)$ , où l'exposant (r) fait référence à l'onde réfléchie à l'interface entre les milieux 1 et 2. En utilisant l'équation (G29), la distribution d'intensité de l'onde diffusée peut être calculée. La position de son maximum va ainsi définir le décalage GH de la lumière diffusée.

Des simulations numériques sont réalisées pour que les milieux 1 et 2 soient respectivement du ZnSe et du vide. Une L'OEM incidente est de (sauf indication contraire) la longueur d'onde du laser He-Ne ( $\lambda_0 \approx 633$  nm) qui correspond à la fréquence angulaire  $\omega = 2\pi c/\lambda_0 \approx 7,68.10^{15}$  rad.Hz. Les fréquences angulaires des ondes acoustiques longitudinales et transversales sont  $\Omega_L = 7,59$  rad·kHz et  $\Omega_T = 6,39$  rad·kHz [22]. L'indice de réfraction de ZnSe est  $n_{\omega} = n_1(\omega) \approx n_1(\omega \pm \Omega_{L,T}) = 2,578$ , et l'angle critique de réflexion totale est alors  $\theta_{cr} = \arcsin(1/n_1) \approx 22,8^\circ$ . Dans les notations tensorielles de Voigt [20], les éléments du tenseur photoélastique de ZnSe à  $\lambda_0$  sont  $p_{11} = 0,017$ ,  $p_{12} = 0,078$  et  $p_{44} = 0,06$  [23]. Nous supposons que le waist du faisceau gaussien incident est  $w_0 = 15 \lambda_1 = 15 \lambda_0/n_1$ .

La symétrie de ZnSe permet d'obtenir de la lumière diffusée polarisée *S* (ou *P*) à partir de lumière incidente polarisée *s* (ou *p*), c'est-à-dire une configuration de diffusion *s-S* (ou *p-P*), en processus direct, quel que soit le type (longitudinal ou transversal) de l'onde acoustique. C'est également le cas pour le processus en cascade pour une onde l'onde acoustique longitudinale. Pour le processus en cascade dans le cas d'une onde acoustique transverse, les diffusions de polarisations croisées *s-P* et *p-S* sont autorisées, ainsi que la diffusion *p-P*, alors que le processus *s-S* est interdit. Il convient de noter que la diffusion directe et la diffusion en cascade par une onde acoustique longitudinale dans les configurations *p-P* et *s-S* ont lieu en raison de l'existence des éléments du tenseur photoélastique respectivement  $p_{11}$  et  $p_{12}$ , tandis que la diffusion directe et en cascade par l'onde acoustique transverse a lieu en raison de l'existence de  $p_{44}$  pour toutes les configurations polarimétriques.



**Figure G8.** Distribution d'intensité normalisée du faisceau diffusé avec la coordonnée spatiale réduite  $x/\lambda_1$  et l'angle d'incidence  $\theta_1$  dans le processus direct de diffusion Brillouin de la lumière par des ondes acoustiques longitudinale et transversale : (a) diffusion *p-P* et (b) diffusion *s-S*. L'encart en (a) est un zoom de la distribution d'intensité autour de l'angle d'incidence de Brewster. La courbe blanche montre la position du maximum d'intensité qui définit le décalage GH.



**Figure G9.** Distribution d'intensité normalisée du faisceau diffusé avec la coordonnée spatiale réduite  $x/\lambda_1$  et l'angle d'incidence  $\theta_1$  dans le processus en cascade de diffusion Brillouin de la lumière par une onde acoustique transversale : (a) diffusion  $p$ - $P$ , (b) diffusion  $p$ - $S$ , et (c) diffusion  $s$ - $P$ . L'encart en (a) et en (b) est un zoom de la distribution d'intensité autour de l'angle d'incidence de Brewster. La courbe blanche montre la position du maximum d'intensité qui définit le décalage GH.

Les intensités des faisceaux diffusés, normalisées par rapport à l'intensité du faisceau incident, sont indiquées sur les figures G8 et G9 respectivement pour les processus direct et en cascade. Les courbes blanches montrent la position du maximum d'intensité définissant le décalage GH.

Le décalage GH dans le processus de diffusion  $p$ - $P$  présente deux maxima : le premier maximum autour de l'angle de Brewster  $\theta_B = \arctan(1/n_1) \approx 21,2^\circ$ , et le second autour de l'angle critique de réflexion totale  $\theta_{cr}$ . Le premier cas nécessite une étude plus approfondie, car l'intensité du faisceau diffusé est alors minimale, comme on peut le voir sur la figure G8a. Cependant, la définition du décalage GH au voisinage de l'angle de Brewster s'obscurcit, car le faisceau diffusé subit dans ce cas un fort remodelage et se scinde en une impulsion à deux pics (voir l'encart sur la figure G8a). Un remodelage similaire de la lumière diffusée a lieu dans le processus en cascade de diffusion Brillouin de la lumière par une onde acoustique transversale dans les configurations  $p$ - $S$  et  $p$ - $P$ . Dans cette dernière combinaison de polarisation, l'intensité de la lumière est d'un ordre de grandeur plus grande que dans la première (comparez les encarts sur les figures G9a et G9b).

### G.III.2. Résumé

Nous avons montré théoriquement et numériquement que le mécanisme de diffusion Brillouin de la lumière peut donner lieu à un décalage latéral de la lumière réfléchie. Nous avons montré que ce décalage latéral est sensible à l'état de polarisation et à l'angle d'incidence du faisceau lumineux, ainsi qu'à la polarisation de l'onde acoustique responsable de la diffusion Brillouin, mais uniquement dans un processus en cascade. Une des méthodes possibles pour observer de tels décalages est l'utilisation d'une technique de micro-spectroscopie exploitant la diffusion Brillouin de la lumière [24] qui permet d'enregistrer de faibles décalages de la lumière réfléchie.

Les résultats présentés dans cette section ont été publiés dans la revue à comité de lecture suivante :

1. Yu. Dadoenkova, N. Dadoenkova, M. Krawczyk, and I. Lyubchanskii, "Goos-Hänchen effect for Brillouin light scattering by acoustic phonons," *Opt. Lett.* **43**, 3965-3968 (2018).

### Références

2. C. F. Li, Phys. Rev. Lett. **91**, 133903 (2003).
3. L. G. Wang, H. Chen, and S.Y. Zhu, Opt. Lett. **30**, 2936 (2005).
4. W. J. Wild and C. L. Giles, Phys. Rev. A **25**, 2099 (1982).
5. M. Merano *et al.*, Opt. Exp. **15**, 15928 (2007).
6. H. G. L. Schwefel *et al.*, Opt. Lett. **33**, 794 (2008).
7. S. B. Borisov *et al.*, Opt. Spectr. **85**, 225 (1998).
8. Yu. S. Dadoenkova *et al.*, J. Opt. Soc. Am. B **33**, 393 (2016).
9. Yu. S. Dadoenkova *et al.*, J. Appl. Phys. **118**, 213101 (2015).
10. D. Felbacq, A. Moreau, and R. Smaali, Opt. Lett. **28**, 1633 (2006).
11. I. V. Soboleva *et al.*, Phys. Rev. Lett. **108**, 123901 (2012).
12. Yu. S. Dadoenkova *et al.*, Phys. Rev. A **96**, 043804 (2017).
13. K.Y. Bliokh and A. Aiello, J. Opt. **15**, 014001 (2013).
14. A. Aiello, New J. Phys. **14**, 013058 (2012).
15. I. V. Soboleva *et al.*, Appl. Sci. **8**, 127 (2018).
16. H. Shih and N. Blombergen, Phys. Rev. A **3**, 412 (1971).
17. V. J. Yallapragada, Achanta Venu Gopal, and G. S. Agarwal, Opt. Express **21**, 10878 (2013).
18. I. L. Fabelinskii, *Molecular Scattering of Light* (New York Plenum Press, 1968) – translated from Russian (Moscow, Nauka Press, 1965).
19. J. G. Dil, Repts. Progr. Phys. **45**, 282 (1982).
20. G. Carlotti, Appl. Sci. **8**, 124 (2018).
21. M. Born and E. Wolf, *Foundations of Optics* (7<sup>th</sup> edition) (Cambridge University Press, Cambridge, 1999).
22. Y. R. Shen, *The Principles of Nonlinear Optics* (Wiley, New York, 1984).
23. H. Hennen *et al.*, Phys. Lett. **36A**, 376 (1971).
24. K. Tada, K. Kikuchi, and K. Sato, Jpn. J. Appl. Phys. **16**, 757 (1977).

**H. BILAN DES ENCADREMENTS DE RECHERCHE**

Dans cette partie, j'indique les encadrements et co-encadrements de jeunes chercheurs que j'ai effectués au cours de mes diverses activités de recherche.

### H.I. STAGES DE MASTER RECHERCHE ET ÉQUIVALENTS

Lors de ma thèse de Doctorat (2008-2011) et durant mon activité de chercheuse junior à l'Institut Physique et Technologique de Donetsk, je me suis vu confier un certain nombre d'encadrements :

- **Yaroslav SHAVYKIN**  
Université Nationale de Donetsk (Ukraine).  
Stage de recherche M1 (2010-2011) et stage de Master Recherche M2 (2011-2012).  
*"Influence de l'interaction magnéto-électrique linéaire sur la réflexion totale interne à une interface diélectrique / magnétique".*
- **Aleksandr YEFREMOV**  
Université Nationale de Donetsk (Ukraine).  
Stage de recherche M1 (2012-2013).  
*"Diffraction acousto-optique non-linéaire".*

### H.II. THÈSE DE DOCTORAT

Dans le cadre de mon emploi de chercheuse à l'Institut de Recherche et de Technologie de l'Université d'État d'Ulyanovsk en Russie (2014-2019) et aussi, depuis 2019, d'enseignante-chercheuse à l'École Nationale d'Ingénieurs de Brest, je suis impliquée dans le co-encadrement d'un doctorat en co-tutelle internationale entre ces deux établissements :

- **Igor GLUKHOV**  
Thèse de Doctorat en co-tutelle (2018-2021) entre le Lab-STICC (ENIB) et l'Université d'État d'Ulyanovsk (co-directeurs de thèse : Dr. F. F. L. Bentivegna et Dr. S. G. Moiseev).  
Co-encadrement de la thèse (1/3 de l'encadrement).  
*"Hétérostructures fonctionnelles pour des dispositifs photoniques et magnétophotoniques en régimes micro-ondes/THz".*

---

## **DEUXIÈME PARTIE : ACTIVITÉS D'ENSEIGNEMENT**

---



Dans cette partie, je présenterai d'abord par ordre chronologique les responsabilités d'enseignement que j'ai assurées, de la préparation de mon Doctorat à aujourd'hui.

### I. RÉSUMÉ CHRONOLOGIQUE

Mon expérience d'enseignement consiste d'abord en deux années de travail sur un poste de Professeur Assistant au sein du Département de Physique et de Technologie à l'Université Nationale de Donetsk (Ukraine). Ces enseignements ont été effectués pendant ma thèse de Doctorat (2008-2011), sous la forme de vacations universitaires de 1<sup>er</sup> et 2<sup>ème</sup> cycles, pour 430 heures (horaire éq. TD), comme indiqué dans le tableau I ci-dessous, à savoir :

- des travaux dirigés de *mécanique théorique* (au total, 154 h durant deux ans, 2008-2009 et 2009-2010) ;
- des travaux dirigés d'*analyse mathématique* (219 h en 2009-2010) ;
- un cours magistral de *physique des couches minces* (57 h en 2009-2010).

Depuis 2019, en tant que Chercheuse post-doctorale puis Enseignante-chercheuse contractuelle à l'École Nationale d'Ingénieurs de Brest (ENIB), j'ai participé à des enseignements, encore sous la forme de vacations universitaires, de physique et d'électronique dans le cadre de cours et de travaux dirigés et à destination des étudiant(e)s de diverses années :

- des travaux dirigés d'*optique ondulatoire* et d'*ondes électromagnétiques* (au total, 178,1 h, durant les trois années 2019-2020, 2020-2021, et 2021-2022) ;
- des travaux dirigés d'*optique géométrique* (au total, 81 h, durant les deux années 2019-2020 et 2020-2021) ;
- des laboratoires de simulations électronique analogique (18 h, en 2019-2020).

J'ai enseigné en français et en anglais, et j'ai enseigné en présentiel et à distance pendant le confinement en 2020 et 2021.

Certains des enseignements mentionnés dans ce tableau ont donné lieu à la préparation de polycopiés de cours ou de travaux dirigés à l'intention des étudiants.

Dans le tableau suivant, je résume mon activité d'enseignement.

**Tableau I. Activité d'enseignement**

Année(s)	Fonction / Lieu	Niveau	Type	Horaire éq. TD	Intitulé
2008-09	<b>Professeur assistant vacataire</b> Département de Physique et de Technologie Université Nationale de Donetsk (Ukraine)	L2-L3	TD	77 h	Mécanique théorique
2009-10		L2-L3	TD	77 h	Mécanique théorique
		L2	TD	219 h	Analyse mathématique
		M1	CM	57 h	Physique des couches minces
2019-20	<b>Chargée d'enseignement vacataire</b> École Nationale d'Ingénieurs de Brest (France)	L3	CTD	45 h	Ondes électromagnétiques
		L1	CTD	22,5 h	Optique géométrique



## ACTIVITÉS D'ENSEIGNEMENT

2019-20		L1	Labo TD	18 h	Laboratoires de simulations en électronique analogique
2020-21	<b>Enseignante-chercheuse contractuelle</b> École Nationale d'Ingénieurs de Brest (France)	L1	CTD	58,5 h	Optique géométrique
		L3	CTD	43,1 h	Optique ondulatoire
		L3	CTD	45 h	Ondes électromagnétiques
2021-22		L3	CTD	45 h	Ondes électromagnétiques

## II. CRÉATION D'ENSEIGNEMENTS

Pendant mon travail à l'Université Nationale de Donetsk (Ukraine) en tant que vacataire, j'ai créé un nouveau cours de *Physique des couches minces* (57 h de cours magistral) à destination des étudiant(e)s de Master en filière « Physique du solide ».

---

**TROISIÈME PARTIE : PUBLICATIONS ET COMMUNICATIONS**

---



**I. PUBLICATIONS****I.1. Chapitres de livres**

1. N. N. Dadoenkova, A. E. Zabolotin, Yu. S. Dadoenkova, I. L. Lyubchanskii, Y.P. Lee, and Th. Rasing: *One-Dimensional Photonic Crystals With the Superconducting Defects*, in *Photonic Crystals*, edited by Alireza Bananej, 04/2015: chapter 1; InTech., ISBN: 978-953-51-2121-3
2. J. Klos, I. L. Lyubchanskii, M. Krawczyk, P. Gruszecki, S. Mieszczak, J. Rychły, Yu. S. Dadoenkova, and N. N. Dadoenkova, *Magnonics and confinement of light in photonic-magnonic crystals*, pp. 79-134, in *Optomagnonic Structures: Novel Architectures for Simultaneous Control of Light and Spin Waves*, edited by Evangelos Almpanis, World Scientific, (2021).
3. N. Dadoenkova, Yu. Dadoenkova, I. Panyaev, D. Sannikov, and I. Lyubchanskii, Multiperiodic one-dimensional photonic crystals, in *2D and Quasi-2D Composite and Nanocomposite Materials* (Elsevier, Editors: R. McPhedran S. Gluzman, V. Mityushev, N. Rylko, 2020), pp. 103-124, ISBN: 9780128188194.

**I.2. Publications dans des revues internationales à comité de lecture**

1. Yu. S. Dadoenkova, I. L. Lyubchanskii, and Y. P. Lee, “Reflection of electromagnetic waves from bigyrotropic negative metamaterials”, *J. Korean Phys. Soc.* **53**, 1694-1697 (2008).
  2. Yu. S. Dadoenkova, I. L. Lyubchanskii, Y. P. Lee, and Th. Rasing, “Investigation of light reflection at Brewster angles from a nonlinear optical film on a magnetoelectric substrate”, *Eur. Phys. J. B* **71**, 401-406 (2009).
  3. Yu. S. Dadoenkova, I. L. Lyubchanskii, Y. P. Lee, and Th. Rasing, “Light reflection from nonlinear optical dielectric film on a bigyrotropic magnetoelectric substrate at angles close to Brewster angles”, *Low Temperature Physics* **36**, 538-543 (2010).
  4. Yu. S. Dadoenkova, I. L. Lyubchanskii, Y. P. Lee, and Th. Rasing, “Electric field controlled Faraday rotation in an electro-optic/magneto-optic bilayer”, *Appl. Phys. Lett.* **96**, 011901 (2010).
  5. Yu. S. Dadoenkova, I. L. Lyubchanskii, Y. P. Lee, and Th. Rasing, “Electric field controlled magneto-optical Kerr effect at light reflection from an electro-optic/magneto-optic bilayer”, *IEEE Trans. Magn.* **47**, 1623-1626 (2011).
  6. Yu. S. Dadoenkova, I. L. Lyubchanskii, Y. P. Lee, and Th. Rasing, “Electric field controlled optical and magneto-optical effects at light transmission through a one-dimensional magnetic photonic structure with complex defect layer”, *J. Magn. Soc. Jpn.* **36**, 32-35 (2012).
  7. Yu. S. Dadoenkova, I.L. Lyubchanskii, Y.P. Lee, and Th. Rasing, “Magneto-optical ellipsometry: effect of cubic optical nonlinearity”, *J. Magn. Soc. Jpn.* **36**, 28-31 (2012).
  8. Yu. S. Dadoenkova, N. N. Dadoenkova, I. L. Lyubchanskii, M. Sokolovskyy, J. W. Klos, J. Romero-Vivas, and M. Krawczyk, “Huge Goos-Hänchen effect for spin waves: a promising tool for study magnetic properties at interfaces”, *Appl. Phys. Lett.* **101**, 042404 (2012).
  9. Yu. S. Dadoenkova, N. N. Dadoenkova, I. L. Lyubchanskii, Y.P. Lee, and Th. Rasing, “Effect of latéral shift of the light transmitted through a one-dimensional superconducting photonic crystal”, *Photonic Nanostruct.* **11**, 345-352 (2013).
  10. Yu. S. Dadoenkova, I. L. Lyubchanskii, Y.P. Lee, and Th. Rasing, “Nonlinear magneto-optic ellipsometry”, *J. Opt. Soc. Am. B* **31**, 626-630 (2014).
  11. J. W. Klos, M. Krawczyk, Yu. S. Dadoenkova, N. N. Dadoenkova, and I. L. Lyubchanskii, “Photonic-magnonic crystals: Multifunctional periodic structures for magnonic and photonic applications”, *J. Appl. Phys.* **115**, 174311 (2014).
  12. J. W. Klos, M. Krawczyk, Yu. S. Dadoenkova, N. N. Dadoenkova, and I. L. Lyubchanskii, “Spin waves and electromagnetic waves in photonic-magnonic crystals”, *IEEE Trans. Magn.* **50**, 2504404 (2014).
  13. P. Gruszecki, J. Romero-Vivas, Yu. S. Dadoenkova, N. N. Dadoenkova, I. L. Lyubchanskii, and
-

- M. Krawczyk, “*Goos-Hänchen effect and bending of spin wave beams in thin magnetic films*”, Appl. Phys. Lett. **105**, 242406 (2014).
14. P. Gruszecki, Yu. S. Dadoenkova, N. N. Dadoenkova, I. L. Lyubchanskii, K. Gusliencko, J. Romero Vivas, and M. Krawczyk, “*Influence of magnetic surface anisotropy on spin wave reflection from the edge of ferromagnetic film*”, Phys. Rev. B **92**, 054427 (2015).
  15. Yu. S. Dadoenkova, N. N. Dadoenkova, I. L. Lyubchanskii, and Y.P. Lee, “*Goos-Hänchen shift at the reflection of light from the complex structures composed of superconducting and dielectric layers*”, J. Appl. Phys. **118**, 213101 (2015).
  16. Yu. S. Dadoenkova, N. N. Dadoenkova, D. A. Korobko, I. O. Zolotovskii, D. I. Sementsov, and I. L. Lyubchanskii, “*Tunnelling of frequency-modulated wavepackets in photonic crystals with amplification*”, J. Opt. **18**, 015102 (2016).
  17. Yu. S. Dadoenkova, N. N. Dadoenkova, F. F. L Bentivegna, Y.P. Lee, and I. L. Lyubchanskii, “*Cascading processes in the nonlinear diffraction of light by standing acoustic waves*”, Phys. Rev. A **93**, 013815 (2016).
  18. Yu. S. Dadoenkova, F. F. L Bentivegna, N. N. Dadoenkova, Y.P. Lee, and I. L. Lyubchanskii, “*Influence of misfit strain on the Goos-Hänchen shift upon reflection from a magnetic film on a non-magnetic substrate*”, J. Opt. Soc. Am. B **33**, 393-404 (2016).
  19. Yu. S. Dadoenkova, N. N. Dadoenkova, I. L. Lyubchanskii, and D. I. Sementsov, “*Reshaping of Gaussian light pulses transmitted through one-dimensional photonic crystals with two defect layers*”, Appl. Opt. **55**, 3764-3770 (2016).
  20. Yu. S. Dadoenkova, F. F. L Bentivegna, N. N. Dadoenkova, R. V. Petrov, I. L. Lyubchanskii, and M. I. Bichurin, “*Controlling the Goos-Hänchen shift with external electric and magnetic fields in an electro-optic/magneto-electric heterostructure*”, J. Appl. Phys. **119**, 203101 (2016).
  21. Yu. S. Dadoenkova, N. N. Dadoenkova, I. L. Lyubchanskii, J. W. Kłos, and M. Krawczyk, “*Confined states in photonic-magnonic crystals with complex unit cell*”, J. Appl. Phys. **120**, 073903 (2016).
  22. N. N. Dadoenkova, I. S. Panyaev, D. G. Sannikov, Yu. S. Dadoenkova, I. A. Rozhleys, M. Krawczyk, and I. L. Lyubchanskii, “*Complex waveguide based on a magneto-optic layer and a dielectric photonic crystal*”, Superlattices Microstruct. **100**, 45-56 (2016).
  23. I. S. Panyaev, N. N. Dadoenkova, Yu. S. Dadoenkova, I. A. Rozhleys, M. Krawczyk, I. L. Lyubchanskii, and D. G. Sannikov, “*Four-layer nanocomposite structure as an effective optical waveguide for near-IR regime*”, J. Phys. D **49**, 435103 (2016).
  24. I. S. Panyaev, N. N. Dadoenkova, Yu S. Dadoenkova, I. A. Rozhleys, M. Krawczyk, I. L. Lyubchanskii, and D. G. Sannikov, “*Optical properties of a four-layer waveguiding nanocomposite structure in near-IR regime*”, Opt. Quant. Electron. **48**, 556-566 (2016).
  25. Yu. S. Dadoenkova, F. F. L Bentivegna, N. N. Dadoenkova, and I. L. Lyubchanskii, “*Transverse magneto-optic Kerr effect and Imbert-Fedorov shift upon light reflection from a magnetic/non-magnetic bilayer: impact of misfit strain*”, J. Opt. **19**, 015610 (2017).
  26. Yu. Dadoenkova, I. Glukhov, S. Moiseev, V. Svetukhin, A. Zhukov, and I. Zolotovskii, “*Optical generation in an amplifying photonic crystal with an embedded nanocomposite polarizer*”, Opt. Commun. **389**, 1-4 (2017).
  27. Yu. S. Dadoenkova, F. F. L. Bentivegna, V. V. Svetukhin, A. V. Zhukov, R. V. Petrov, and M. I. Bichurin, “*Controlling optical beam shifts upon reflection from a magneto-electric liquid-crystal-based system for applications to chemical vapor sensing*”, Appl. Phys. B **123**, 107 (2017).
  28. Yu. S. Dadoenkova, S. G. Moiseev, A. S. Abramov, A. S. Kadochkin, A. A. Fotiadi, and I. O. Zolotovskii, “*Surface plasmon polariton amplification in semiconductor-graphene-dielectric structure*”, Ann. Phys. (Berlin) **529**, 1700037 (2017).
  29. Yu. S. Dadoenkova, N. N. Dadoenkova and I. L. Lyubchanskii, J. Kłos, and M. Krawczyk, “*Faraday effect in bi-periodic photonic-magnonic crystals*”, IEEE Trans. Magn. **53**, 2501005 (2017).
  30. Yu. S. Dadoenkova, F. F. L. Bentivegna, R. V. Petrov, and M. I. Bichurin, “*Principle of tunable chemical vapor detection exploiting the angular Goos-Hänchen shift in a magneto-electric liquid-*

- crystal-based system*”, J. Opt. **19**, 095802 (2017).
31. A. S. Kadochkin, S. G. Moiseev, Yu. S. Dadoenkova, V. V. Svetukhin, and I. O. Zolotovskii, “*Surface plasmon polariton amplification in a single-walled carbon nanotube*”, Opt. Express **25**, 27165-27171 (2017).
  32. Yu. S. Dadoenkova, N. N. Dadoenkova, J. W. Klos, M. Krawczyk, and I. L. Lyubchanskii, “*Goos-Hänchen effect in light transmission through biperiodic photonic-magnonic crystals*”, Phys. Rev. A **96**, 043804 (2017).
  33. Yu. S. Dadoenkova, F. F. L. Bentivegna, R. V. Petrov, and M. I. Bichurin, “*Thermal dependence of the lateral shift of a light beam reflected from a liquid crystal cell deposited on a magnetic film*,” J. Appl. Phys. **123**, 033105 (2018).
  34. N. N. Dadoenkova, Yu. S. Dadoenkova, I. S. Panyaev, D. G. Sannikov, and I. L. Lyubchanskii, “*One-dimensional dielectric bi-periodic photonic structures based on ternary photonic crystals*,” J. Appl. Phys. **123**, 043101 (2018).
  35. Yu. S. Dadoenkova, I. O. Zolotovskii, I. S. Panyaev, and D. G. Sannikov, “*Difference-frequency generation of THz radiation via parametric three-wave interaction in CdTe and ZnTe crystals*,” Optics and Spectroscopy **124**, 678-685 (2018).
  36. I. O. Zolotovskii, Yu. S. Dadoenkova, S. G. Moiseev, A. S. Kadochkin, V. V. Svetukhin, and A. A. Fotiadi, “*Plasmon polariton distributed feedback laser with pump by fast drift current in graphene*,” Phys. Rev. A **97**, 053828 (2018).
  37. Yu. Dadoenkova, N. Dadoenkova, M. Krawczyk, and I. Lyubchanskii, “*Goos-Hänchen effect for Brillouin light scattering by acoustic phonons*,” Opt. Lett. **43**, 3965-3968 (2018).
  38. Y. G. Boucher, F. F. L. Bentivegna, and Yu. S. Dadoenkova, “*Supermodes in coupled bigyrotropic slab waveguides*,” IEEE J. Quant. Electron. **54**, 6200208 (2018).
  39. I. Panyaev, Yu. Dadoenkova, I. Zolotovskii, and D. Sannikov, “*Difference frequency generation of narrow-band THz radiation on the basis of a parametric three-wave interaction in a ZnTe crystal*,” Opt. Commun. **426**, 395-400 (2018).
  40. S. G. Moiseev, Yu. S. Dadoenkova, A. S. Kadochkin, A. A. Fotiadi, V. V. Svetukhin, and I. O. Zolotovskii, “*Generation of slow surface plasmon polaritons in a complex waveguide structure with electric current pump*,” Ann. Phys. (Berlin) **530**, 1800197 (2018).
  41. J. W. Klos, Yu. S. Dadoenkova, J. Rychły, N. N. Dadoenkova, I. L. Lyubchanskii, and J. Barnas, “*Hartman effect for spin waves in exchange regime*,” Sci. Rep. **8**, 17944 (2018).
  42. N. N. Dadoenkova, Yu. S. Dadoenkova, I. L. Lyubchanskii, M. Krawczyk, and K. Y. Guslienko, “*Inelastic spin-wave scattering by Bloch domain wall flexure oscillations*”, Phys. Status Solidi Rapid Res. Lett. **13**, 1800589 (2019).
  43. S. G. Moiseev, I. A. Glukhov, Yu. S. Dadoenkova, and F. F. L. Bentivegna, “*Polarization-selective defect mode amplification in a photonic crystal with intracavity 2D arrays of metallic nanoparticles*,” J. Opt. Soc. Am. B **36**, 1645-1652 (2019).
  44. Yu. S. Dadoenkova, F. F. L. Bentivegna, and S. G. Moiseev, “*Temperature dependence of voltage-controlled polarization plane rotation in a magnetic and electro-optic heterostructure*,” Phys. Scripta **94**, 105006 (2019).
  45. I. S. Panyaev, L. R. Yafarova, D. G. Sannikov, N. N. Dadoenkova, Yu. S. Dadoenkova, and I. L. Lyubchanskii, “*One-dimensional multiperiodic photonic structures: A new route in photonics (four-component media)*,” J. Appl. Phys. **126**, 103102 (2019).
  46. Yu. Dadoenkova, I. O. Zolotovskii, I. S. Panyaev, and D. G. Sannikov, “*Modeling the generation of optical modes in a semiconductor waveguide with distributed feedback formed by a space charge wave*,” Computer Optics **44**(2), 183-188 (2020).
  47. I. A. Glukhov, Yu. S. Dadoenkova, F. F. L. Bentivegna, and S. G. Moiseev, “*Deterministic aperiodic photonic crystal with a 2D array of metallic nanoparticles as polarization-sensitive dichroic filter*,” J. Appl. Phys. **128**, 053101 (2020).
  48. A. S. Kadochkin, S. G. Moiseev, Yu. S. Dadoenkova, F. F. L. Bentivegna, V. V. Svetukhin, and I. O.
-

- Zolotovskii, “Resonant amplification of surface plasmon polaritons with an electric current in a single-walled carbon nanotube lying on a spatially modulated substrate,” *J. Opt.* **22**(12), 125002 (2020).
49. I. S. Panyaev, D. G. Sannikov, N. N. Dadoenkova, and Yu. S. Dadoenkova, “Three-periodic 1D photonic crystals for designing the photonic optical devices operating in the infrared regime,” *Appl. Opt.* **60**, 1943-1952 (2021).
50. I. S. Panyaev, D. G. Sannikov, N. N. Dadoenkova, and Yu. S. Dadoenkova, “Energy flux optimization in 1D multiperiodic four-component photonic crystals,” *Opt. Commun.* **489**, 126875 (2021).

### I.3. Autres publications

1. Yu. S. Dadoenkova, I. L. Lyubchanskii, Y.P. Lee, and Th. Rasing, “Magneto-optical Kerr effect in a dielectric film with cubic optical nonlinearity on a magneto-electric slab”, Conference Proceedings - 5<sup>th</sup> International Conference on Advanced Optoelectronics and Lasers, CAOL' 2010, art. no. 5634247, pp. 109-111.
  2. Yu. S. Dadoenkova, I. L. Lyubchanskii, Y. P. Lee, and Th. Rasing, “Electric field controlled transmittivity spectra of one-dimensional magnetic photonic crystals with a complex electro-optic/magneto-optic defect layer”, *AIP Conf. Proc.* **1291**, 106-108 (2010).
  3. Yu. S. Dadoenkova, I. L. Lyubchanskii, Y. P. Lee, and Th. Rasing, “Peculiarities of the electric field controlling of Goos-Hänchen effect in 1D magnetic photonic crystal”, Proceedings of the International Conference on Micro- and nano-photonic materials and devices – MINAP 2012 – Final Conference of the MP0702 COST Action, Trento, Italy, 16-18 January 2012, pp. 95-98.
  4. Yu. S. Dadoenkova, I. L. Lyubchanskii, Y.P. Lee, and Th. Rasing, “Lateral Shift of the Light Transmitted through a 1D Superconducting Photonic Crystal”, *AIP Conf. Proc.* **1475**, 50-52 (2012).
  5. Yu. S. Dadoenkova, I. L. Lyubchanskii, Y.P. Lee, and Th. Rasing, “Nonlinear optical ellipsometry with application to magnetic materials”, Proceedings of the 15<sup>th</sup> International Conference on Transparent Optical Networks (ICTON-2013), June 23-27, 2013, Cartagena, Spain, pp. 1-4.
  6. J. W. Klos, M. Krawczyk, Yu. S. Dadoenkova, N. N. Dadoenkova, and I. L. Lyubchanskii, “Photonic-magnonic structures”, Proceedings of the 16<sup>th</sup> International Conference on Transparent Optical Networks (ICTON-2014), Graz, Austria, July 6-10, 2014, art. no. We.D6.3.
  7. I. S. Panyaev, I. A. Rozhleys, D. G. Sannikov, N. N. Dadoenkova, Yu. S. Dadoenkova, I. L. Lyubchanskii, and Y.P. Lee, “Hybrid magnetic waveguide and dielectric photonic crystal structure”, International Conference on Transparent Optical Networks (ICTON 2015), 5-9 July, 2015, Budapest, Hungary, art. no. Mo.D6.1.
  8. Yu. S. Dadoenkova, F. F. L. Bentivegna, N. N. Dadoenkova, R. V. Petrov, M. I. Bichurin, and I. L. Lyubchanskii, “Electric and magnetic tuning of the Goos-Hänchen shift of a light beam upon reflection from a magneto-electric heterostructure”, Proceedings of International Conference Days on Diffraction 2016, Saint-Petersburg, Russian Federation, 27 June – 1 July, 2016, pp. 112-117.
  9. N. N. Dadoenkova, Yu. S. Dadoenkova, I. S. Panyaev, D. G. Sannikov, I. A. Rozhleys, M. Krawczyk, and I. L. Lyubchanskii, “Complex photonic structure based on magneto-optic waveguide and photonic crystal”, Proceedings of International Conference Days on Diffraction 2016, Saint-Petersburg, Russian Federation, 27 June – 1 July, 2016, pp. 106-111.
  10. I. L. Lyubchanskii, N. N. Dadoenkova, Yu. S. Dadoenkova, A. Zabolotin, and M. Krawczyk, “Superconducting photonic crystals with defect structure”, 18<sup>th</sup> International Conference on Transparent Optical Networks ICTON 2016, Trento, Italy, July 10-14, 2016, art. no. Mo.C6.4.
  11. N. N. Dadoenkova, Yu. S. Dadoenkova, I. S. Panyaev, D. G. Sannikov, I. A. Rozhleys, M. Krawczyk, and I. L. Lyubchanskii, “Magneto-optic waveguide and dielectric photonic crystal as a new complex structure for photonics”, 7<sup>th</sup> International Conference on Advanced Optoelectronics and Lasers (CAOL\*2016), Odessa, Ukraine, September 12-15, 2016.
  12. Yu. S. Dadoenkova, F. F. L. Bentivegna, N. N. Dadoenkova, R. V. Petrov, I. L. Lyubchanskii, and M. I. Bichurin, “Influence of the linear magneto-electric effect on the lateral shift of light reflected from a magneto-electric film”, *J. Phys. Conf. Ser.* **741**, 012201 (2016).
-

13. Yu. S. Dadoenkova, F. F. L. Bentivegna, V. V. Svetukhin, R. V. Petrov, A. S. Tatarenko, and M. I. Bichurin, “Exploiting the Goos-Hänchen and Imbert-Fedorov Effects in a Magneto-electric Liquid-crystal-based System for Applications to Tunable Chemical Vapor Detection”, Proceedings of the 38<sup>th</sup> PIERS in St Petersburg, Russia, 22 - 25 May, 2017, pp. 1-5.
14. N. N. Dadoenkova, Yu. S. Dadoenkova, I. S. Panyaev, D. G. Sannikov, and I. L. Lyubchanskii, “Transmission spectra in one-dimensional bi-periodic photonic crystals”, Proceedings of the 50<sup>th</sup> Anniversary International Conference “Days on Diffraction” 2017, Saint-Petersburg, June 19-23, 2017, p. 78-83.
15. Yu. S. Dadoenkova, F. F. L. Bentivegna, V. V. Svetukhin, A. S. Tatarenko, R.V. Petrov, and M. I. Bichurin, “Voltage-tunable vapour detector using optical beam shift in a magneto-electric multilayered structure”, Proceedings of the 50<sup>th</sup> Anniversary International Conference “Days on Diffraction” 2017, Saint-Petersburg, June 19-23, 2017, p. 84-88. 10.1109/DD.2017.8168001
16. S. G. Moiseev, A. S. Kadochkin, Yu. S. Dadoenkova, and I. O. Zolotovskii, “Surface Plasmon Polariton Amplification in a Single Carbon Nanotube by Direct Electric Current”, Proceedings of Frontiers in Optics, 18–21 September 2017, Washington, D.C., United States, art. no. JW3A.45.
17. S. G. Moiseev, Yu. S. Dadoenkova, and I. O. Zolotovskii, “Electrically Pumped Spaser Based on Semiconductor Film with Graphene Nanosheet”, Proceedings of Frontiers in Optics, 18–21 September 2017, Washington, D.C., United States, art. no. JW3A.53.
18. S. G. Moiseev, Yu. S. Dadoenkova, I. O. Zolotovskii, A. S. Abramov, D. A. Pavlov, and A. P. Anzulevich, “Surface plasmon polariton amplification in semiconductor film / graphene / dielectric structure by direct electric current”, AIP Conf. Proc. **1874**, 040021 (2017).
19. Yu. S. Dadoenkova, S. G. Moiseev, I. O. Zolotovskii, and D. A. Pavlov, “Electrically pumped spaser based on semiconductor film / graphene / dielectric structure”, AIP Conf. Proc. **1874**, 040038 (2017).
20. S. Moiseev, Yu. Dadoenkova, A. Kadochkin, and I. Zolotovskii, “Amplification of surface plasmon polariton wave in single-walled carbon nanotube using electric current pump”, EPJ Web of Conferences **161**, 02016 (2017).
21. S. Moiseev, Yu. Dadoenkova, A. S. Kadochkin, K. Panajotov, A. Fotiadi, and I. Zolotovskii, “Surface plasmon polariton generation in a single-walled carbon nanotube,” Proc. SPIE **10672**, Nanophotonics VII, 106724M; SPIE Photonics Europe, 22–26 April 2018, Strasbourg, France, doi: 10.1117/12.2311453.
22. I. O. Zolotovskii, Yu. S. Dadoenkova, A. S. Kadochkin, and S. G. Moiseev, “Generation of Surface Plasmon Polaritons in Graphene-Semiconductor Structure with Distributed Feedback,” Conference on Lasers and Electro-Optics CLEO: QELS\_Fundamental Science 2018, 13–18 May 2018, San Jose, California, United States, art. no. JTh2A.57, doi 10.1364/CLEO\_AT.2018.JTh2A.57
23. I. Zolotovskii, S. Moiseev, Yu. Dadoenkova, A. Kadochkin, and O. Ivanov, "Surface plasmon polariton generation in carbon nanotube with electric current pump," Proceedings - International Conference Laser Optics 2018, ICLO 2018, St. Petersburg; Russian Federation; 4 June - 8 June 2018, paper No. 8435784, Page 422.
24. I. O. Zolotovskii, S. G. Moiseev, Yu. S. Dadoenkova, and A. S. Kadochkin, "Surface Plasmon Polariton Generation in a Single-Walled Carbon Nanotube," in Frontiers in Optics / Laser Science, OSA Technical Digest (Optical Society of America, 2018), 16–20 September 2018, Washington, DC United States, paper JTU3A.134.
25. N. N. Dadoenkova, Yu. S. Dadoenkova, I. S. Panyaev, D. G. Sannikov, and I. L. Lyubchanskii, "Multi-periodic one-dimensional photonic crystals," Proceedings of the 51<sup>th</sup> International Conference “Days on Diffraction” 2018, Saint-Petersburg, Russia, June 4 – 8, 2018, p. 60-65.
26. S. G. Moiseev, Yu. S. Dadoenkova, I. A. Glukhov, T. A. Vartanyan, A. A. Fotiadi, and F. F. L. Bentivegna, “Selective polarization generation in an amplifying photonic crystal with 2D array of metal nanoparticles,” Proc. SPIE **11031**, 1103114 (2019).
27. I. A. Glukhov, S. G. Moiseev, Yu. S. Dadoenkova, F. F. L. Bentivegna, “Exploiting plasmon resonances in a composite photonic crystal for polarization-sensitive dichroic filtering,” Proceedings Vol. 11368, Photonics and Plasmonics at the Mesoscale; 113680F (2020), SPIE Photonics Europe, 2020,



Online Only, France.

28. S. Moiseev, Yu. Dadoenkova, F. F. L. Bentivegna, A. S. Kadochkin, and I. Zolotovskii, “*Surface plasmon polariton generation in a carbon nanotube on dielectric substrate*,” Proceedings Vol. **11345**, Nanophotonics VIII; 1134521 (2020), SPIE Photonics Europe, 2020, Online Only, France.
29. I. A. Glukhov, S. G. Moiseev, Yu. Dadoenkova, and F. F. L. Bentivegna, “*Polarization-selective defect mode suppression in a deterministic aperiodic photonic crystal through plasmon excitation in an embedded array of metallic nanoparticles*,” European Conference on Integrated Optics (ECIO 2020), Online Only, France.
30. I. O. Zolotovskii, S. G. Moiseev, A. S. Kadochkin, Yu. S. Dadoenkova, and F. F. L. Bentivegna, “*Генерация поверхностных плазмон-поляритонов в углеродной нанотрубке с токовой накачкой*”, International Workshop on Fiber Lasers, Online Only, Ulyanovsk, Russia, 2020.

## II. COMMUNICATIONS

### II.1. Communications internationales orales [présentateurs soulignés]

1. Yu. S. Dadoenkova, I. L. Lyubchanskii, and Y.P. Lee, “*Reflection of electromagnetic wave from bigyrotropical metamaterials*”, Proceedings of The 5<sup>th</sup> International Conference on Advanced Materials and Devices (ICAMD-2007), Jeju, Korea, December 12-14, 2007.
  2. Yu. S. Dadoenkova, I.L. Lyubchanskii, Th. Rasing, and Y.P. Lee, “*Nonlinear Brewster angle at the reflection of light from the nonlinear optical film on the magnetic slab*”, Proceedings of The 3<sup>rd</sup> Ukraine-Korea Seminar on Nanophotonics and Nanophysics NANOPHOTONICS-NANOPHYSICS-2008, Kiev, Ukraine, 14-16 July 2008.
  3. Yu. S. Dadoenkova, I. L. Lyubchanskii, Y.P. Lee, and Th. Rasing, “*Magneto-optical Kerr effect in a dielectric film with cubic optical nonlinearity on a magneto-electric slab*”, Conference Proceedings - 5<sup>th</sup> International Conference on Advanced Optoelectronics and Lasers, CAOL' 2010, Sevastopol, the Crimea, Ukraine, September 10-14, 2010.
  4. Yu. S. Dadoenkova, I. L. Lyubchanskii, Y.P. Lee, and Th. Rasing, “*Electric field controlled optical and magneto-optical effects at light transmission through a one-dimensional magnetic photonic structure with complex defect layer*”, Proceedings of the Magnetism and Optics Research International Symposium for New Storage Technology (MORIS-2011), Nijmegen, the Netherlands, 21-24 June 2011.
  5. Yu. S. Dadoenkova, I. L. Lyubchanskii, Y.P. Lee, and Th. Rasing, “*Magneto-optical ellipsometry: effect of cubic optical nonlinearity*”, Proceedings of the Magnetism and Optics Research International Symposium for New Storage Technology (MORIS-2011), Nijmegen, the Netherlands, 21-24 June 2011.
  6. Yu. S. Dadoenkova, I. L. Lyubchanskii, Y.P. Lee, and Th. Rasing, “*Electric field controlled optical and magneto-optical effects at light transmission through a one-dimensional magnetic photonic crystal with complex electro-optic/magneto-optic defect layer*”, Proceedings of the International Conference “Functional Materials” ICFM-2011, Partenit, the Crimea, Ukraine, October 3-8, 2011.
  7. Yu. S. Dadoenkova, I. L. Lyubchanskii, Y.P. Lee, and Th. Rasing, “*Peculiarities of the electric field controlling of Goos-Hänchen effect in 1D magnetic photonic crystal*”, Proceedings of the International Conference on Micro- and nano-photonic materials and devices – MINAP 2012 – Final Conference of the MP0702 COST Action, Trento, Italy, 16-18 January 2012.
  8. M. Krawczyk, Yu. S. Dadoenkova, N. N. Dadoenkova, I. L. Lyubchanskii, M. Sokolovskyy, J. W. Klos, and J. Romero-Vivas, “*Goos-Hänchen effect for spin waves in an exchange limit*”, International Conference on Metamaterials and Industrial Dissemination Workshop, Jena, Germany, July 2012.
  9. Yu. S. Dadoenkova, I. L. Lyubchanskii, Y.P. Lee, and Th. Rasing, “*Nonlinear optical ellipsometry with application to magnetic materials*”, Proceedings of the 15<sup>th</sup> International Conference on Transparent Optical Networks (ICTON-2013), Cartagena, Spain, June 23-27, 2013.
  10. P. Gruszecki, Yu. S. Dadoenkova, N. N. Dadoenkova, J. Romero-Vivas, I. L. Lyubchanskii, and M. Krawczyk, “*Influence of the interface exchange coupling on the transmission and reflection of spin*”
-

- wave beam in thin films*”, Proceedings of Donostia International Conference on Nanoscaled Magnetism and Applications, Donostia-San-Sebastian, Spain, 9-13 September, 2013.
11. J. W. Klos, M. Krawczyk, Yu. S. Dadoenkova, N. N. Dadoenkova, and I. L. Lyubchanskii, “*Photonic-magnonic structures*”, Proceedings of the 16<sup>th</sup> International Conference on Transparent Optical Networks (ICTON-2014), Graz, Austria, July 6-10, 2014.
  12. P. Gruszecki, J. Romero-Vivas, Yu. S. Dadoenkova, N. N. Dadoenkova, I. L. Lyubchanskii, and M. Krawczyk, “*Goos-Hänchen effect for spin waves in thin films – micromagnetic simulations*”, Proceedings of the European Conference Physics of Magnetism 2014 (PM’14), Poznań, Poland, June 23-27, 2014.
  13. I. L. Lyubchanskii, A. E. Zabolotin, N. N. Dadoenkova, Yu. S. Dadoenkova, and Y.P. Lee, “*One-dimensional superconducting photonic crystal with dielectric defect layer*”, Proceedings of the Nanoscale Quantum Optics, Kick-off Workshop, Belgrade, Serbia, 9-10 April 2015.
  14. Yu. S. Dadoenkova, N. N. Dadoenkova, F. F. L. Bentivegna, I. L. Lyubchanskii, and Y.P. Lee, “*Non-linear acousto-optical diffraction: comparison of direct and cascading processes*”, The 2<sup>nd</sup> International Workshop “Nonlinear photonics: theory, materials, applications”, St. Petersburg, Russia, June 29 – July 2, 2015.
  15. I. S. Panyaev, I. A. Rozhleys, D. G. Sannikov, N. N. Dadoenkova, Yu. S. Dadoenkova, I. L. Lyubchanskii, and Y.P. Lee, “*Hybrid magnetic waveguide and dielectric photonic crystal structure*”, International Conference on Transparent Optical Networks (ICTON 2015), Budapest, Hungary, 5-9 July, 2015.
  16. J. W. Klos, M. Krawczyk, Yu. S. Dadoenkova, N. N. Dadoenkova, and I. L. Lyubchanskii, “*One-dimensional photonic-magnonic structures*”, Electrical, Transport and Optical Properties of Inhomogeneous Media (ETOPIM 10), Tel Aviv, Israel, 22 -26 June, 2015.
  17. J. W. Klos, N. N. Dadoenkova, Yu. S. Dadoenkova, I. L. Lyubchanskii, and M. Krawczyk, “*Defect states in one-dimensional photonic-magnonic crystal*”, International Colloquium on Magnetic Films and Surfaces, Cracow, Poland, 12-17 July, 2015.
  18. Yu. S. Dadoenkova, F. F. L. Bentivegna, N. N. Dadoenkova, R. V. Petrov, M. I. Bichurin, and I. L. Lyubchanskii, “*Electric and magnetic tuning of the Goos-Hänchen shift of a light beam upon reflection from a magneto-electric heterostructure*”, Days on Diffraction 2016, Saint-Petersburg, Russian Federation, 27 June – 1 July, 2016.
  19. N. N. Dadoenkova, Yu. S. Dadoenkova, I. S. Panyaev, D. G. Sannikov, I. A. Rozhleys, M. Krawczyk, and I. L. Lyubchanskii, “*Complex photonic structure based on magneto-optic waveguide and photonic crystal*”, Days on Diffraction 2016, Saint-Petersburg, Russian Federation, 27 June – 1 July, 2016.
  20. I. L. Lyubchanskii, N. N. Dadoenkova, Yu. S. Dadoenkova, A. Zabolotin, and M. Krawczyk, “*Superconducting photonic crystals with defect structure*”, 18<sup>th</sup> International Conference on Transparent Optical Networks ICTON 2016, Trento, Italy, July 10-14, 2016.
  21. N. N. Dadoenkova, Yu. S. Dadoenkova, I. S. Panyaev, D. G. Sannikov, I. A. Rozhleys, M. Krawczyk, and I. L. Lyubchanskii, “*Optical properties of a four-layer waveguiding nanocomposite structure in near-IR regime*”, 24<sup>th</sup> Optical Wave and Waveguide Theory and Numerical Modelling Workshop (OWTNM 2016), Warszawa, Poland, May 20-21, 2016.
  22. N. N. Dadoenkova, Yu. S. Dadoenkova, I. S. Panyaev, D. G. Sannikov, I. A. Rozhleys, M. Krawczyk, and I. L. Lyubchanskii, “*Magneto-optic waveguide and dielectric photonic crystal as a new complex structure for photonics*”, 7<sup>th</sup> International Conference on Advanced Optoelectronics and Lasers (CAOL\*2016), Odessa, Ukraine, September 12-15, 2016
  23. N. N. Dadoenkova, Yu. S. Dadoenkova, I. S. Panyaev, D.G. Sannikov, and I. L. Lyubchanskii, “*One-dimensional bi-periodic dielectric photonic crystals*”, 25<sup>th</sup> International Workshop on Optical Wave & Waveguide Theory and Numerical Modelling (OWTNM 2017), Eindhoven University of Technology, Eindhoven, the Netherlands, May 4-5, 2017.
  24. N. N. Dadoenkova, Yu. S. Dadoenkova, I. S. Panyaev, D. G. Sannikov, and I. L. Lyubchanskii, “*Transmission spectra in one-dimensional bi-periodic photonic crystals*”, 50<sup>th</sup> Anniversary International Conference “Days on Diffraction” 2017, Saint-Petersburg, Russia, June 19-23, 2017.

25. Yu. S. Dadoenkova, F. F. L. Bentivegna, V. V. Svetukhin, A. S. Tatarenko, R.V. Petrov, M. I. Bichurin, “*Voltage-tunable vapour detector using optical beam shift in a magneto-electric multilayered structure*”, 50<sup>th</sup> Anniversary International Conference “Days on Diffraction” 2017, Saint-Petersburg, Russia, June 19-23, 2017.
26. Yu. S. Dadoenkova, F. F. L. Bentivegna, R. V. Petrov, M. I. Bichurin, I. O. Zolotovskii, and V. V. Svetukhin, “*Управляемый электрическим напряжением химический датчик на основе эффекта Гуса-Хенхен в электродооптической фотонной структуре*”, 6th International Scientific and Technical Conference “Technologies of micro- and nanoelectronics in micro- and nanosystem engineering”, Moscow, Russia, February 20-22, 2019.
27. I. A. Glukhov, S. G. Moiseev, Yu. S. Dadoenkova, and F. F. L. Bentivegna, “*Exploiting plasmon resonances in a composite photonic crystal for polarization-sensitive dichroic filtering*,” SPIE Photonics Europe, 2020, Online Only, France.
28. S. Moiseev, Yu. Dadoenkova, F. F. L. Bentivegna, A. S. Kadochkin, and I. Zolotovskii, “*Surface plasmon polariton generation in a carbon nanotube on dielectric substrate*,” SPIE Photonics Europe, 2020, Online Only, France.
29. I. A. Glukhov, S. G. Moiseev, Yu. Dadoenkova, and F. F. L. Bentivegna, “*Polarization-selective defect mode suppression in a deterministic aperiodic photonic crystal through plasmon excitation in an embedded array of metallic nanoparticles*,” European Conference on Integrated Optics (ECIO 2020), Online Only, France.
30. I. O. Zolotovskii, S. G. Moiseev, A. S. Kadochkin, Yu. S. Dadoenkova, and F. F. L. Bentivegna, “*Генерация поверхностных плазмон-поляритонов в углеродной нанотрубке с токовой накачкой*”, International Workshop on Fiber Lasers, Online Only, Ulyanovsk, Russia, 2020.

## II.1. Communications internationales par affiche [présentateurs soulignés]

1. Yu. S. Dadoenkova, I. L. Lyubchanskii, Y.P. Lee, and Th. Rasing, “*Investigation of light reflection at Brewster angles from a nonlinear optical film on a magnetoelectric substrate*”, Proceedings of the Workshop on Magnetoelectric Interaction Phenomena in Crystals (MEIPIC-6), Santa-Barbara, California, the USA, 25-28 Jan. 2009.
2. Yu. S. Dadoenkova, I. L. Lyubchanskii, Y.P. Lee, and Th. Rasing, “*Pseudo-Brewster angles at light reflection from a nonlinear dielectric film on a magnetoelectric bigyrotropic substrate*”, Proceedings of the International Conference “Functional Materials” ICFM-2009, Partenit, the Crimea, Ukraine, October 5-10, 2009.
3. Yu. S. Dadoenkova, I. L. Lyubchanskii, Y.P. Lee, and Th. Rasing, “*External electric field controlling Faraday rotation at light transmission through electro-optic/magneto-optic bilayer*”, Proceedings of the International Workshop “Magnetic Phenomena in Micro- and Nano-Structures”, Donetsk, Ukraine, May 27-29, 2010.
4. Yu. S. Dadoenkova, N. N. Dadoenkova, D. A. Korobko, I. O. Zolotovskii, D. I. Sementsov, and I. L. Lyubchanskii, “*Tunnelling of frequency-modulated wavepackets in photonic crystals with amplification*”, The 2<sup>nd</sup> International Workshop “Nonlinear photonics: theory, materials, applications”, St. Petersburg, Russia, June 29 – July 2, 2015.
5. Yu. S. Dadoenkova, F. F. L. Bentivegna, N. N. Dadoenkova, R. V. Petrov, M. I. Bichurin, and I. L. Lyubchanskii, “*Latéral shift of light reflected from a magneto-electric film*”, International School and Conference “Saint-Petersburg OPEN 2016”, Saint-Petersburg, Russia, 28-30 March, 2016.
6. Yu. S. Dadoenkova, F. F. L. Bentivegna, N. N. Dadoenkova, I. L. Lyubchanskii, and Y.P. Lee, “*Goos-Hänchen shift of a light beam upon reflection from a magnetic film on a non-magnetic substrate: effect of misfit strain*”, Days on Diffraction 2016, Saint-Petersburg, Russian Federation, 27 June – 1 July, 2016.
7. M. Krawczyk, Yu. Dadoenkova, N. Dadoenkova, I. L. Lyubchanskii, and J. Kłos, “*Faraday effect in one-dimensional bi-periodic photonic-magnonic crystal*”, INTERMAG 2017, Dublin, Ireland, April 24-28, 2017.

8. Yu. S. Dadoenkova, F. F. L. Bentivegna, V. V. Svetukhin, R. V. Petrov, A. S. Tatarenko, and M. I. Bichurin, “*Exploiting the Goos-Hänchen and Imbert-Fedorov Effects in a Magneto-electric Liquid-crystal-based System for Applications to Tunable Chemical Vapor Detection*”, 38<sup>th</sup> PIERS in St Petersburg, Russia, 22 - 25 May, 2017.
  9. Yu. S. Dadoenkova, S. G. Moiseev, A. S. Abramov, A. S. Kadochkin, A. A. Fotiadi, and I. O. Zolotovskii, “*Electric current induced amplification of slow plasmon-polaritons in semiconductor-graphene-dielectric structure*”, 50<sup>th</sup> Anniversary International Conference “Days on Diffraction” 2017, Sankt-Petersburg, Russia, June 19-23, 2017.
  10. Yu. S. Dadoenkova, F. F. L. Bentivegna, R. V. Petrov, and M. I. Bichurin, “*Magnetic and electric control of the optical beam shift and the magneto-optic Kerr effect upon light reflection from a magnetoelectric structure*”, International Workshop Novel Trends in Physics of Ferroics 2017, St Petersburg, Russia, July 6-8, 2017.
  11. Yu. S. Dadoenkova, N. N. Dadoenkova, J. Kłós, M. Krawczyk, and I. L. Lyubchanskii, “*Goos-Hänchen shift at light transmission through bi-periodic photonic-magnonic crystal: influence of magneto-electric interaction*”, International Workshop Novel Trends in Physics of Ferroics 2017, St Petersburg, Russia, July 6-8, 2017.
  12. S. G. Moiseev, Yu. S. Dadoenkova, I. O. Zolotovskii, A. S. Abramov, D. A. Pavlov, and A. P. Anzulevich, “*Surface plasmon polariton amplification in semiconductor film / graphene / dielectric structure by direct electric current*”, International Conference on Metamaterials and Nanophotonics (METANANO-2017), Vladivostok, Russia, 18–22 September 2017.
  13. Yu. S. Dadoenkova, S. G. Moiseev, I. O. Zolotovskii, and D. A. Pavlov, “*Electrically pumped spaser based on semiconductor film / graphene / dielectric structure*”, International Conference on Metamaterials and Nanophotonics (METANANO-2017), Vladivostok, Russia, 18–22 September 2017.
  14. S. Moiseev, Yu. Dadoenkova, A. Fotiadi, A. Abramov, A. Kadochkin, and I. Zolotovskii, “*Surface plasmon polariton amplification by direct current in semiconductor-graphene-dielectric structure*”, META’17 -- The 8<sup>th</sup> International Conference on Metamaterials, Photonic Crystals and Plasmonics, Incheon, Korea, July 25 – 28, 2017.
  15. S. G. Moiseev, A. S. Kadochkin, Yu. S. Dadoenkova, and I. O. Zolotovskii, “*Surface Plasmon Polariton Amplification in a Single Carbon Nanotube by Direct Electric Current*”, Frontiers in Optics, Washington, D.C., United States, 18–21 September 2017,
  16. S. G. Moiseev, Yu. S. Dadoenkova, and I. O. Zolotovskii, “*Electrically Pumped Spaser Based on Semiconductor Film with Graphene Nanosheet*”, Frontiers in Optics, Washington, D.C., United States, 18–21 September 2017.
  17. S. Moiseev, Yu. Dadoenkova, A. S. Kadochkin, K. Panajotov, A. Fotiadi, and I. Zolotovskii, “*Surface plasmon polariton generation in a single-walled carbon nanotube*,” SPIE Photonics Europe, Strasbourg, France, 22–26 April 2018.
  18. I. O. Zolotovskii, Yu. S. Dadoenkova, A. S. Kadochkin, and S. G. Moiseev, “*Generation of surface plasmon polaritons in graphene-semiconductor structure with distributed feedback*,” Conference on Lasers and Electro-Optics CLEO: QELS\_Fundamental Science 2018, San Jose, California, United States, 13–18 May 2018.
  19. I. Zolotovskii, S. Moiseev, Yu. Dadoenkova, A. Kadochkin, and O. Ivanov, “*Surface plasmon polariton generation in carbon nanotube with electric current pump*”, International Conference Laser Optics 2018, ICLO 2018, St. Petersburg, Russia, 4 June - 8 June 2018.
  20. I. O. Zolotovskii, S. G. Moiseev, Yu. S. Dadoenkova, and A. S. Kadochkin, “*Surface plasmon polariton generation in a single-walled carbon nanotube*”, Frontiers in Optics / Laser Science, OSA Technical Digest (Optical Society of America, 2018), Washington, DC United States, 16–20 September 2018.
  21. N. N. Dadoenkova, Yu. S. Dadoenkova, I. S. Panyaev, D. G. Sannikov, and I. L. Lyubchanskii, “*Multi-periodic one-dimensional photonic crystals*”, The 51<sup>th</sup> International Conference “Days on Diffraction” 2018, Saint-Petersburg, Russia, June 4 – 8, 2018.
  22. S. G. Moiseev, Yu. S. Dadoenkova, I. A. Glukhov, T. A. Vartanyan, A. A. Fotiadi, and F. F. L.
-

Bentivegna, “*Selective polarization generation in an amplifying photonic crystal with 2D array of metal nanoparticles*,” SPIE Optics + Optoelectronics, 2019, Prague, Czech Republic, 01-04 April 2019.

## II.2. Communications nationales [présentateurs soulignés]

1. F. F. L. Bentivegna, Yu. S. Dadoenkova, N. N. Dadoenkova, I. L. Lyubchanskii, et Y. P. Lee, “*Diffraktion non-linéaire par une onde acoustique stationnaire dans un film mince : étude compare des mécanismes mis en jeu*”, Congrès Optique Bretagne 2015, Rennes, France, 6-9 July, 2015.
2. Yu. S. Dadoenkova, F. F. L. Bentivegna, N. N. Dadoenkova, R. V. Petrov, M. I. Bichurin, et I. L. Lyubchanskii, “*Contrôle électrique et magnétique de l’effet Goos-Hänchen dans une hétérostructure électro-optique/magnéto-électrique*”, Optique Bordeaux 2016, Bordeaux, France, July 4-7, 2016.
3. Y. G. Boucher, F. F. L. Bentivegna, et Yu. S. Dadoenkova, “*Guides d’ondes magnétiques bigyrotroniques couplés*”, Optique Toulouse 2018, Toulouse, France, July 3-6, 2018.
4. I. A. Glukhov, S. G. Moiseev, Yu. S. Dadoenkova, F. F. L. Bentivegna, et P. Morel, “*Filtre amplificateur polarisant par excitation d’un plasmon de surface dans un cristal photonique actif*,” Journée du Club Optique Micro-Ondes JCOM 2019 (Société Française d’Optique), 7 juin 2019, Brest, France.
5. Yu. Dadoenkova, I. A. Glukhov, S. Moiseev, et F. F. L. Bentivegna, “*Réflexion non-spéculaire d’un faisceau gaussien spatialement modulé en phase*,” 20ème Conférence Horizons de l’Optique (Optique Dijon 2021), 05-09 juin 2021, Dijon, France.
6. I. A. Glukhov, Yu. S. Dadoenkova, S. G. Moiseev, et F. F. L. Bentivegna, “*Contrôle de la réflexion d’un faisceau micro-onde gaussien par modulation spatiale de sa phase*,” Journée du Club Optique Micro-Ondes JCOM 2021 (Société Française d’Optique), France, en ligne.

---

**QUATRIÈME PARTIE :**  
**FAC-SIMILÉS D'UNE SÉLECTION DE PUBLICATIONS**

---

---

---

# Influence of misfit strain on the Goos–Hänchen shift upon reflection from a magnetic film on a nonmagnetic substrate

YU. S. DADOENKOVA,<sup>1,2,3,\*</sup> F. F. L. BENTIVEGNA,<sup>4</sup> N. N. DADOENKOVA,<sup>1,3</sup> I. L. LYUBCHANSKII,<sup>3</sup> AND Y. P. LEE<sup>5</sup>

<sup>1</sup>Ulyanovsk State University, 432017 Ulyanovsk, Russian Federation

<sup>2</sup>Institute of Electronic and Information Systems, Novgorod State University, 173003 Veliky Novgorod, Russian Federation

<sup>3</sup>Donetsk Physical & Technical Institute of the National Academy of Sciences of Ukraine, 83114 Donetsk, Ukraine

<sup>4</sup>Lab-STICC (UMR CNRS 6285), ENIB, 29238 Brest Cedex 3, France

<sup>5</sup>Quantum Photonic Science Research Center (q-Psi) and Hanyang University, 04763 Seoul, South Korea

\*Corresponding author: yulidad@gmail.com

Received 26 October 2015; revised 31 December 2015; accepted 10 January 2016; posted 14 January 2016 (Doc. ID 252651); published 19 February 2016

The influence of the misfit strain on the lateral shift (Goos–Hänchen effect) experienced by a near-infrared electromagnetic wave upon reflection from the surface of a bilayer consisting of a magnetic, gyrotropic (i.e., whose permittivity tensor elements depend upon magnetization) yttrium–iron garnet film deposited on a nonmagnetic gadolinium–gallium garnet substrate is investigated theoretically. In the geometry of the transverse magneto-optical Kerr effect, it is shown that the mechanical strain near the geometrical film/substrate interface can induce a significant lateral shift of the beam for incidence angles close to normal incidence, where no shift appears in the absence of strain. Our calculations demonstrate positive as well as negative values of the lateral shift, depending on the incident light polarization and on the film thickness. In contrast with that of the misfit strain, the influence of the magnetization of the gyrotropic film on the lateral shift is more noticeable for a TM- than for a TE-polarized wave. © 2016 Optical Society of America

**OCIS codes:** (240.0310) Thin films; (240.6700) Surfaces; (310.6860) Thin films, optical properties; (240.1485) Buried interfaces.

<http://dx.doi.org/10.1364/JOSAB.33.000393>

## 1. INTRODUCTION

The lateral shift of a reflected beam relative to its geometrical optics position was reported for the first time in 1947 by Goos and Hänchen in the case of the total internal reflection at the interface between two dielectric media [1,2]. Since then, numerous theoretical and experimental works have been devoted to this phenomenon, expanding its scope to the reflection from virtually any type of surface and from any type of structure, including photonic crystals. Moreover, it can be extended to any kind of wave process and has been described for acoustic waves (Shoeh effect) [3], spin waves [4–6], neutrons [7], and electrons [8]. Beyond their fundamental interest, Goos–Hänchen-like lateral shifts upon reflection or transmission of a light beam, as well as the related Imbert–Fedorov effect (i.e., a beam shift in the direction perpendicular to the plane of incidence), have become relevant in technological domains, as illustrated by recent review papers [9,10]. They have been shown to affect the propagation modes in optical waveguides or microcavities [11] designed for photonic applications and have also been studied in many types of structures, including

electro-optic [12–15] or magneto-optic materials [16–21], photonic crystals [22–24], superconducting multilayers [25,26], plasmonic structures [27–29], graphene [30–32], at the interface between an ordinary dielectric and a topological insulator [33], as well as in metamaterials [34–38]. Recently, the Goos–Hänchen effect has been studied for partially coherent light fields [39] and in a standing-wave-coupled electromagnetically induced transparency medium [40,41]. The Goos–Hänchen effect has also been used successfully to design an optical waveguide switch [42], and, in recent publications, applications for biosensing (e.g., the measurement of *E. coli* O157: H7 concentration [43]) or for the detection of chemical vapors [44] were reported. In magneto-optical materials, the Goos–Hänchen shift can typically reach values up to several tens of light wavelengths [17]. Giant Goos–Hänchen shifts (equal to about 100 light wavelengths) were observed in reflection from multilayered photonic crystals [24]. Thus, the Goos–Hänchen shift ought to be taken into account for the design of integrated magneto-optical devices.

Obviously, the amplitude of the Goos–Hänchen shift depends upon such parameters as the angle of incidence,



wavelength and state of polarization of the incident electromagnetic wave, but it also strongly depends on the nature and anisotropy of the media forming the interface, and, more generally, on that of all the media constituting the structure on which reflection takes place. The anisotropy of the materials can be inherent to their crystalline symmetries but can also be externally controlled, such as in the case of magnetic media whose magnetization can be reversed. Moreover, the quality of the interfaces encountered by an electromagnetic wave can also be of importance. Indeed, it is well known that elastic strain takes place in the vicinity of interfaces in layered structures due to the crystalline lattice misfit between the neighboring materials [45,46]. As a consequence, atomic alignment on each side of the geometric interfaces is altered, and the thickness of the resulting deformed layers can reach values up to a few hundred ångströms. Such crystalline deformations near interfaces are known to affect the optical properties, notably the reflectivity, of the multilayers *via* the photoelastic interaction [47]. A strong influence of epitaxial strain on the magneto-optical response of Co films was recently reported [48]. In our papers [49–51], we investigated the influence of misfit strain on optical second-harmonic generation in terms of the nonlinear photoelastic tensor and the modulation of the quadratic nonlinear optical susceptibility of the medium. Similarly, we studied the effect of interfacial strain on the transmittivity of a dielectric photonic crystal [52].

The reflection of light from a magnetic material in which the magnetization is perpendicular to the plane of incidence reflection plane (transverse magneto-optic Kerr effect) is a powerful tool for the study of magnetic materials, surfaces, and interfaces [53]. The Goos–Hänchen effect from a ferrite–ferrite interface in that configuration was for instance theoretically analyzed in [16], but misfit strain was not taken into account.

In this paper, we propose a study of the lateral shift experienced by an electromagnetic wave upon reflection, in the transverse magneto-optical Kerr effect geometry, from the upper surface of a strained dielectric bilayer consisting of a magnetic film of yttrium–iron garnet (YIG) epitaxially grown on a nonmagnetic substrate of gadolinium–gallium garnet (GGG) and surrounded by vacuum. The YIG/GGG bilayer has been a widely studied system for several decades. Garnets such as GGG and YIG exhibit a very good transparency in the near-infrared and infrared regimes of the electromagnetic spectrum. Moreover, these two crystals can easily be grown on top of each other, as their lattice constants only slightly differ—their difference leading, however, to misfit strain. Therefore, the YIG/GGG bilayer has proved to be of particular interest for the design of magneto-optical structures and devices (magnetic photonic crystals [54,55], Faraday rotators, magneto-optical switches, etc. [53]) in the near-infrared and infrared domains.

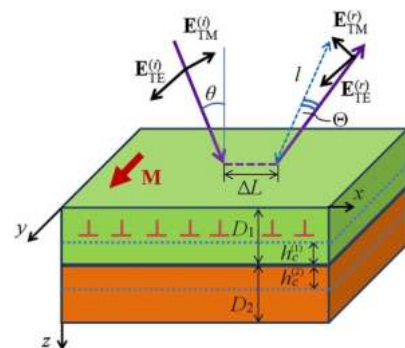
We limit ourselves to the Goos–Hänchen shift, but a similarly detailed study of the Imbert–Fedorov spatial and angular shifts in the same system and with the same approach poses no particular difficulty. Section 2 is devoted to the description of the geometry of the system and the photoelastic contribution of mechanical strain on the permittivity tensors of the materials on both sides of their geometrical interface. Section 3 describes the

resolution of wave propagation in the inhomogeneous bilayer using the Green's functions techniques and expresses the overall complex reflectivity of the system, whose phase leads to the determination of the lateral shift of the beam. In Section 4, numerical simulations are performed for a near-infrared electromagnetic beam impinging on a bilayer consisting of a magnetic, gyrotropic yttrium–iron garnet film deposited on a nonmagnetic gadolinium–gallium garnet substrate, and the influence of the mechanical strain near the geometrical film/substrate interface is studied and discussed, as well as that of the magnetization in the magnetic film. In conclusion, we summarize our results, and an appendix details the derivation of the Green's functions.

## 2. DESCRIPTION OF THE SYSTEM

### A. Geometry

We consider a bilayer in vacuum consisting of a thin magnetic film (henceforth identified by index  $\alpha = 1$ ) epitaxially grown on a nonmagnetic substrate ( $\alpha = 2$ ). The materials on either side of the interface have similar cubic crystal lattices, with lattice constants, respectively, denoted  $a_1$  and  $a_2$ , yet the difference of these lattice constants leads to misfit strain and subsequent dislocations in the vicinity of their geometric interface. Figure 1 shows the geometry of the problem. The interface between the materials is parallel to the  $(xy)$  plane of a Cartesian system of coordinates. A plane wave of angular frequency  $\omega$  impinges the surface of the magnetic film under oblique incidence angle  $\theta$ . The plane of incidence is  $(xz)$ , and the incident and reflected waves can be decomposed into TE and TM components of electric field strengths  $E_{TE,TM}^{(r,i)}$ , where superscripts  $(i)$  and  $(r)$  correspond to the incident and reflected components, respectively. The magnetization vector in the magnetic film is directed along the  $y$  axis, which corresponds to the transverse magneto-optical configuration. The thicknesses of the film and the substrate are denoted  $D_1$  and



**Fig. 1.** Schematic of the Goos–Hänchen shift in the transverse magneto-optical geometry in the system under study. A magnetic film (thickness  $D_1$ ) is epitaxially grown on a nonmagnetic substrate (thickness  $D_2$ ). The thicknesses of the pseudomorphic regions on each side of their geometric interface are  $h_c^{(1)}$  and  $h_c^{(2)}$ . The magnetization  $\mathbf{M} = \{0, M_y, 0\}$  in the film is perpendicular to the plane of incidence  $(xz)$ . The TE and TM components of the incident  $(i)$  and reflected  $(r)$  optical electric fields are denoted  $E_{TE,TM}^{(r,i)}$ . The spatial and angular Goos–Hänchen shifts in the plane of incidence upon reflection are  $\Delta L$  and  $\Theta$ , respectively.

$D_2$ , respectively. Near the interface, a pseudomorphous region is established, in which the mechanical strain is homogeneous. The thicknesses of the pseudomorphous region on each side of that interface (called critical thicknesses) are denoted  $h_c^{(1)}$  and  $h_c^{(2)}$ , respectively (see dotted lines in Fig. 1), so that its total thickness is  $h_c^{(1)} + h_c^{(2)}$ . If the thickness of the film is larger than  $h_c^{(1)}$ , misfit dislocations (indicated by symbols “⊥” in Fig. 1) appear above that region, where they tend to compensate for misfit strain and minimize the total mechanical strain energy.

In the transverse magneto-optical configuration, the relative dielectric permittivity tensor assumes the following form:

$$\hat{\epsilon}^{(1,0)} = \begin{pmatrix} \epsilon_1 & 0 & -ie' \\ 0 & \epsilon_1 & 0 \\ ie' & 0 & \epsilon_1 \end{pmatrix}, \quad (1)$$

whereas, in the nonmagnetic substrate, it simply can be written as

$$\epsilon_{ij}^{(2,0)} = \epsilon_2 \delta_{ij}, \quad (2)$$

where  $\delta_{ij}$  is the Kronecker symbol.

It should be noted that, if quadratic (in magnetization) magneto-optical contributions to the permittivity are neglected, the diagonal elements of  $\hat{\epsilon}^{(1,0)}$  do not depend on magnetization amplitude  $M_y$ , while its off-diagonal elements are linear in  $M_y$  and can be written as  $e' = f'_e m_y$ , where  $f'_e$  is the gyroelectric coefficient of the magnetic film and  $m_y = M_y/M_{\text{sat}}$  its reduced magnetization,  $M_{\text{sat}}$  being its saturation magnetization [56]. Furthermore, we neglect a potential magnetic gyrotropy, i.e., a dependence of the permeability of the magnetic film upon magnetization. In effect, in both materials, the permeability will be taken as that of the vacuum.

When a monochromatic Gaussian wave packet impinges on the uppermost surface of the thin film, its reflection undergoes a non-negligible Goos–Hänchen lateral shift in the plane of incidence (in our case, along the  $x$  axis) denoted  $\Delta L$  in Fig. 1 as well as an angular shift  $\Theta$  in the same plane. The lateral and angular shifts can be obtained with the stationary-phase approach proposed by Artmann [57]. Assuming an incident Gaussian beam of waist  $w_0$  whose transverse field distribution along the  $x$  axis, we write:

$$E^{(i)}(x) = E_0 \exp\left[-\frac{x^2}{2w_0^2}\right], \quad (3)$$

where the spatial profile  $E^{(r)}(x)$  of the reflected beam is the inverse Fourier transform of the convolution product between the Fourier transform  $\tilde{E}^{(i)}(K)$  of the incident field profile and the complex reflection function  $R(k_x)$  of the system, where  $k_x$  is the component of the wavevector along the  $x$ -axis, whose distribution of values stems from the angular divergence of the Gaussian beam:

$$E^{(r)}(x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{E}^{(i)}(K) R(K + k_c) \exp(iKx) dK, \\ \tilde{E}^{(i)}(K) = \int_{-\infty}^{\infty} E^{(i)}(x) \exp(-iKx) dx, \quad (4)$$

where  $k_c$  is the central wave vector of the incident beam and  $K = k_x - k_c$ . The complex reflection function  $R(k_x)$  can be written in the form:

$$R(k_x) = \exp[-i(\psi(k_x) + i \ln |R(k_x)|)], \quad (5)$$

where  $\psi(k_x) = \arg[R(k_x)]$  is the phase difference between the reflected and incoming light waves. An approximate expression for  $E^{(r)}(x)$  can be obtained *via* a Taylor expansion of  $\Phi(k_x) = \psi(k_x) + i \ln |R(k_x)|$  in the vicinity of  $k_c$ :

$$\Phi(k_x) \approx \Phi(k_c) + K \frac{\partial(\psi + i \ln |R|)}{\partial k_x} + \frac{K^2}{2} \frac{\partial^2(\psi + i \ln |R|)}{\partial k_x^2} + \dots, \quad (6)$$

where all derivatives are taken at  $k_x = k_c$ . Neglecting terms higher than the second order in the Taylor series, it can be shown that the lateral shift of the reflected wave packet, then, simply writes:

$$\Delta L = -\frac{\partial \psi}{\partial k_x} - \frac{\partial \ln |R|}{\partial k_x} \frac{\partial^2 \psi}{\partial k_x^2} \left( w_0^2 + \frac{\partial^2 \ln |R|}{\partial k_x^2} \right)^{-1}, \quad (7)$$

while the angular shift can in first approximation be expressed as

$$\Theta = -(\theta_0^2/2) \frac{\partial(\ln |R|)}{\partial k_x}. \quad (8)$$

Parameter  $\theta_0 = \lambda_0/(\pi w_0)$  is the angular spread of the incident beam of wavelength  $\lambda_0$  [58]. The Goos–Hänchen lateral shift  $\Delta L$  is taken to be positive toward the positive direction of the  $x$  axis, and the angular shift  $\Theta$  is counted positive for a clockwise rotation with respect to the positive direction of the  $y$  axis (in Fig. 1, both shifts are thus positive). It should be noted that the stationary phase approach is valid for incident beams with a sufficiently large beam waist, i.e., with a narrow angular spectrum [57], in which case the reshaping of the beam upon reflection can be neglected. In this approximation, the reflected beam can then be considered Gaussian, with a sharp spectral distribution around  $k_c$  [59]. Although Artmann derived the lateral shift for total internal reflection, it has been shown that this approach remains valid for the partial reflection of a well-collimated beam [60].

## B. Influence of Strain on the Photoelastic Properties

The value of the misfit strain due to the mismatch between the lattice constants  $a_1$  and  $a_2$  of the thin film and the substrate is proportional in each material to the corresponding misfit parameter  $f^{(1)}$  (in the film) and  $f^{(2)}$  (in the substrate), with

$$f^{(1)} = \frac{a_1 - a_2}{a_2}, \quad f^{(2)} = \frac{a_2 - a_1}{a_1}. \quad (9)$$

Consequently, a displacement of the atomic layers takes place with respect to their positions in the absence of strain and is represented by the displacement vector  $\mathbf{u}(\mathbf{r})$ , where  $\mathbf{r} = (x, y, z)$ . This, in turn, induces a modification of the relative permittivity tensor of the material on each side of the geometric interface, which can be written as

$$\hat{\epsilon}^{(\alpha)} = \hat{\epsilon}^{(\alpha,0)} + \delta \hat{\epsilon}^{(\alpha)}, \quad \alpha = (1, 2), \quad (10)$$

where  $\hat{\epsilon}^{(\alpha,0)}$  is the relative dielectric permittivity tensor of the strain-free material and the elements of the strain-induced contribution to its permittivity are, in a first-order approximation, given by

$$\delta \varepsilon_{ij}^{(\alpha)} = p_{ijkl}^{(\alpha)} u_{kl}^{(\alpha)}. \quad (11)$$

For the sake of simplicity, the superscript  $\alpha$  denoting the material will sometimes be omitted in the following. In Eq. (11), as well as in the remainder of this paper, summation over repeated indices is assumed,  $p_{ijkl}^{(\alpha)}$  are the elements of the linear photoelastic tensor of the material, and  $u_{kl}^{(\alpha)}$  are the elements of its strain tensor. The latter are related to the displacement vector  $\mathbf{u}$  in each material along

$$u_{kl} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_k}{\partial r_l} + \frac{\partial u_l}{\partial r_k} \right), \quad (r_k, r_l) \in (x, y, z). \quad (12)$$

The materials constituting the film and the substrate are supposed to belong to the same cubic symmetry group ( $O_b$ ), with the following nonzero photoelastic tensor elements:

$$\begin{aligned} p_{xxxx} &= p_{yyyy} = p_{zzzz} = p_{11}, \\ p_{xxyy} &= p_{yyxx} = p_{xxzz} = p_{zzxx} = p_{yyzz} = p_{zzyy} = p_{12}, \\ p_{xyxy} &= p_{yxxy} = p_{xyyx} = p_{yyxy} = p_{xzzz} = p_{zzxz} = p_{xzzz} \\ &= p_{zzxz} = p_{yzzy} = p_{zyzy} = p_{zyzy} = p_{zyzy} = p_{44}. \end{aligned} \quad (13)$$

For the same reasons of cubic symmetry, the biaxial stress tensor describing the mechanical constraints parallel to the interface in each material can be written as

$$\hat{\sigma} = \delta_{ij} \sigma_0(z). \quad (14)$$

Assuming an elastic deformation of the crystals, the strain tensor elements defined in Eq. (12) obey Hooke's law and have the following form:

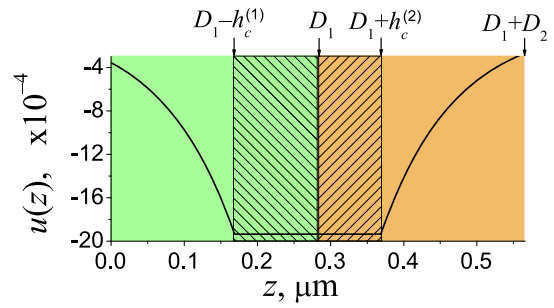
$$u_{ij} = \frac{1}{E} [(1 + \nu) \sigma_{ij} - \nu \text{Tr}(\hat{\sigma}) \delta_{ij}], \quad (15)$$

where  $E$  and  $\nu$  are the Young modulus and Poisson's ratio of the material, respectively. From Eqs. (14) and (15), the strain tensor elements thus read:

$$\begin{aligned} u_{xx} &= u_{yy} \equiv u(z) = \frac{1 - \nu}{E} \sigma_0(z), \\ u_{zz} &= -\frac{2\nu}{E} \sigma_0(z) = -\frac{2\nu}{1 - \nu} u(z). \end{aligned} \quad (16)$$

Taking into account Eqs. (11), (13), and (16), it appears that only photoelastic constants  $p_{11}$  and  $p_{12}$  actually play a role in the contribution of strain to the permittivity of the materials.

In the pseudomorphous layer, strain is homogeneous, while in the regions of the bilayer outside that layer, strain is decreasing from the boundaries of the pseudomorphous region due to the appearance of misfit dislocations in the film. It has been reported earlier that strain tensor components can be estimated to decrease exponentially as the distance from the dislocation pileup plane increases [61], so that functions  $u^{(\alpha)}(z)$  can be expressed as



**Fig. 2.** Spatial variation of the misfit strain in the bilayer (see Table 1 for numerical values of the material properties). Shaded areas show the pseudomorphous layers in the film and the substrate.

$$\begin{aligned} u^{(1)}(z) &= \begin{cases} f^{(1)} \exp\left[\frac{z - D_1 + h_c^{(1)}}{h_c^{(1)}}\right], & 0 < z < D_1 - h_c^{(1)} \\ f^{(1)}, & D_1 - h_c^{(1)} < z < D_1 \end{cases} \\ u^{(2)}(z) &= \begin{cases} f^{(1)} \exp\left[\frac{-z + D_1 + h_c^{(2)}}{h_c^{(2)}}\right], & D_1 + h_c^{(2)} < z < D_1 + D_2 \\ f^{(1)}, & D_1 < z < D_1 + h_c^{(2)} \end{cases}. \end{aligned} \quad (17)$$

Figure 2 shows the spatial variation of the strain in the bilayer as described by Eq. (17).

In the first approximation, the crystal symmetry in the strained regions can reasonably be assumed to remain unchanged; in that case, only diagonal elements of the strain-dependent contribution to the permittivity tensors of the film and the substrate are nonzero. Their expressions in each of the four regions of the bilayer defined in Eq. (17) are given by

$$\begin{aligned} \delta \varepsilon_{xx}^{(\alpha)}(z) &= \delta \varepsilon_{yy}^{(\alpha)}(z) = u^{(\alpha)}(z) \left[ p_{11}^{(\alpha)} + p_{12}^{(\alpha)} \left( 1 - \frac{2\nu^{(\alpha)}}{1 - \nu^{(\alpha)}} \right) \right], \\ \delta \varepsilon_{zz}^{(\alpha)}(z) &= u^{(\alpha)}(z) \left[ 2p_{12}^{(\alpha)} - p_{11}^{(\alpha)} \frac{2\nu^{(\alpha)}}{1 - \nu^{(\alpha)}} \right]. \end{aligned} \quad (18)$$

### 3. ANALYTICAL RESOLUTION OF THE WAVE EQUATION

#### A. Green's Functions Method

The aim of this section is to show the technique used for the resolution of the wave equation in the inhomogeneous structure resulting from strain-dependent perturbations of the permittivity:

$$\text{grad}(\text{div } \mathbf{E}) - \Delta \mathbf{E} - k_0^2 \hat{\varepsilon}^{(0)} \mathbf{E} = k_0^2 \delta \hat{\varepsilon}(z) \mathbf{E}, \quad (19)$$

where the expressions of the elements of the perturbation tensor  $\delta \hat{\varepsilon}(z)$  are given by Eq. (16). Note that this equation remains valid in a homogeneous medium such as vacuum, in which that tensor is simply zero. In inhomogeneous media, where its elements depend upon  $z$ , solutions of Eq. (19) can be obtained using the Green's functions approach.

As a first stage, the solution of the homogeneous wave equation must be obtained using the specific form of the unstrained relative permittivity tensor  $\hat{\varepsilon}^{(\alpha,0)}$  of each medium, defined by Eqs. (1) and (2).

Assuming solutions of the *homogeneous* wave equation to be plane waves, spatial Fourier transform applied to *inhomogeneous* Eq. (19) leads to the following linear system of differential equations in each medium, with  $\alpha = (1, 2)$ :

$$\hat{L}^{(\alpha)}(z) \begin{pmatrix} E_x^{(\alpha)}(z) \\ E_y^{(\alpha)}(z) \\ E_z^{(\alpha)}(z) \end{pmatrix} = k_0^2 \delta \hat{\epsilon}^{(\alpha)}(z) \begin{pmatrix} E_x^{(\alpha)}(z) \\ E_y^{(\alpha)}(z) \\ E_z^{(\alpha)}(z) \end{pmatrix}. \quad (20)$$

The propagation operator  $\hat{L}^{(\alpha)}(z)$  in either medium is

$$\hat{L}^{(\alpha)}(\partial_z) = \begin{pmatrix} -k_0^2 \epsilon_\alpha - \partial_z^2 & 0 & i(k_x \partial_z - k_0^2 \epsilon'_\alpha) \\ 0 & k_x^2 - k_0^2 \epsilon_\alpha - \partial_z^2 & 0 \\ i(k_x \partial_z + k_0^2 \epsilon'_\alpha) & 0 & k_x^2 - k_0^2 \epsilon_\alpha \end{pmatrix}, \quad (21)$$

where differential operators  $\partial_z \equiv \frac{\partial}{\partial z}$  and  $\partial_z^2 \equiv \frac{\partial^2}{\partial z^2}$  are introduced. Note that  $\epsilon'_2 = 0$  in the nonmagnetic substrate.

The second stage of the procedure consists in introducing in each region of the structure a Green's function, i.e., a perturbative solution of the inhomogeneous wave equation for a point source term localized at position  $z'$ . Such functions  $G_{ij}^{(\alpha)}(z - z')$ ,  $(i, j) \in (x, y, z)$  lead then to the expression of the general solution of Eq. (19), with [62]

$$E_i(z) = E_i^{(0)}(z) + k_0^2 \int_0^{D_1} G_{ik}^{(1)}(z - z') \delta \epsilon_{kj}^{(1)}(z') E_j^{(1,0)}(z') dz' + k_0^2 \int_{D_1}^{D_1+D_2} G_{ik}^{(2)}(z - z') \delta \epsilon_{kj}^{(2)}(z') E_j^{(2,0)}(z') dz'. \quad (22)$$

In this expression, fields  $E^{(\alpha,0)}$  are solutions of the homogeneous wave equation, and Green's functions are themselves solutions of the following equation:

$$\hat{L}_{ik}^{(\alpha)}(\partial_z) G_{kj}^{(\alpha)}(z - z') = \delta_{ij} \delta(z - z'), \quad (23)$$

where  $\delta(z - z')$  is the Dirac function of variable  $z$  denoting the presence of a point source at  $z = z'$ .

The detailed procedure for solving Eq. (23) is presented in Appendix A.

## B. Reflection Coefficients for TE- and TM-polarized Incoming Light

From that point on, expressions of the optical electric field in all regions can be obtained using Eq. (22) and the Green's functions obtained in Appendix A.

For the specific purpose of this work, we then need first to establish the reflection matrix of the vacuum/magnetic film interface at  $z = 0$ . Denoting  $E^{(i)}$  the field of the incoming electromagnetic wave in the vacuum, it is useful to express the components of its reflected counterpart as follows:

$$E_i^{(r)} = E_i^{(0,r)} + E_i^{(\text{str},r)} = R_{ik}^{(0)} E_k^{(i)} + R_{ik}^{(\text{str})} E_k^{(i)}, \quad (24)$$

i.e., to separate the contribution of the unstrained bilayer from the perturbation induced by strain.

The reflection matrix at the interface writes, then, simply:

$$R_{ik} = R_{ik}^{(0)} + R_{ik}^{(\text{str})}. \quad (25)$$

The determination of the reflection matrix of the unstrained structure is readily obtained, for instance, following the classical techniques described by Yeh [63]. The strain-dependent reflection matrix is then deduced from the sole perturbative

contribution to the reflected field in vacuum included in the following expression:

$$E_i^{(\text{str})}(z) = k_0^2 \int_0^{D_1} G_{ik}^{(V)}(z - z') \delta \epsilon_{kj}^{(1)}(z') E_j^{(1,0)}(z') dz' + k_0^2 \int_{D_1}^{D_1+D_2} G_{ik}^{(V)}(z - z') \delta \epsilon_{kj}^{(2)}(z') E_j^{(2,0)}(z') dz', \quad (26)$$

estimated at  $z = 0$ . In Eq. (26),  $G_{ij}^{(V)}$  in each integral is the Green's function in vacuum for  $z < 0$  deduced in Appendix A from Eq. (A12a), with amplitudes  $B_{ij}^{(V)}$  obtained using Eqs. (A9)–(A11) for a point source in the film and in the substrate, respectively.

Due to the symmetry of the crystals and the additional anisotropy imposed by the transverse magnetization in the magnetic film, the TE and TM states of polarization are eigenmodes of the structure, whose nonzero components of their electric and magnetic fields are  $(E_y, H_x, H_z)$  and  $(E_x, E_z, H_y)$ , respectively. Thus, for any incoming state of polarization, the reflection matrix can be reduced to a  $(2 \times 2)$  diagonal matrix that connects the amplitudes of the TE and TM components  $E_{\text{TE,TM}}^{(r)}$  of the reflected field to those of the incident field  $E_{\text{TE,TM}}^{(i)}$  as

$$\begin{pmatrix} E_{\text{TE}}^{(r)} \\ E_{\text{TM}}^{(r)} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} R_{\text{TE}} & 0 \\ 0 & R_{\text{TM}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{\text{TE}}^{(i)} \\ E_{\text{TM}}^{(i)} \end{pmatrix}, \quad (27)$$

where the complex reflection coefficients  $R_{\text{TE}}$  and  $R_{\text{TM}}$  of the TE and TM components of the electromagnetic radiation are directly related to the elements of the reflection matrix [Eq. (25)], with  $R_{\text{TE}} = R_{yy}$  and  $R_{\text{TM}} = \sqrt{R_{xx}^2 + R_{zz}^2}$ .

## 4. NUMERICAL SIMULATIONS AND DISCUSSION

In this section, we illustrate the theoretical calculations detailed above in the case of a magnetic layer of YIG ( $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ ) grown on a substrate of GGG ( $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ ). Table 1 presents the dimensions of the structures and the material parameters used for these simulations.

Estimating the critical thickness  $h_c^{(\alpha)}$  of the pseudomorphic layer in each material can be performed on the basis of mechanical arguments in the crystalline lattice [46]. The value of  $h_c^{(\alpha)}$  in either material must satisfy

**Table 1. Physical Data Used for Calculations**

Wavelength (nm)	$\lambda_0 = 1150$
Lattice constants (Å) [64]	$a_1 = 12.376$ (YIG) $a_2 = 12.40$ (GGG)
YIG relative permittivity tensor elements (at $\lambda_0$ ) [56]	$\epsilon_1 = 4.5796$ $\epsilon' = f_e m_y = -2.47 \times 10^{-4} m_y$
GGG relative permittivity (at $\lambda_0$ ) [56]	$\epsilon_2 = 3.7636$
Poisson's ratios [65]	$\nu^{(1)} = 0.2857$ (YIG) $\nu^{(2)} = 0.28$ (GGG)
Nonzero linear photoelastic tensor elements for YIG [65]	$p_{11} = 0.025$ , $p_{12} = 0.073$ , $p_{44} = 0.041$
Nonzero linear photoelastic tensor elements for GGG [64]	$p_{11} = -0.086$ , $p_{12} = -0.027$ , $p_{44} = 0.078$

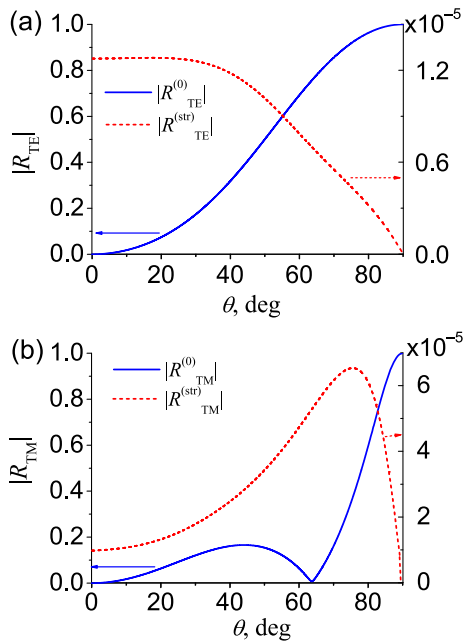
$$h_c^{(\alpha)} = \frac{b^{(\alpha)}(1 - \nu^{(\alpha)} \cos^2 \beta)}{8\pi(1 + \nu^{(\alpha)})f^{(\alpha)}} \ln \frac{2h_c^{(\alpha)}}{b^{(\alpha)}}, \quad (28)$$

where  $b^{(\alpha)}$  is the modulus of the Burgers vector of the lattice (for edge dislocations, it is equal to the lattice constant of the unstrained crystal) and  $\beta = \pi/2$  for the edge dislocations that appear in YIG and GGG crystals. Using material parameters gathered in Table 1, Eq. (28) leads to the following values for the critical thickness of the pseudomorphous layer in each material, namely,  $h_c^{(1)} \approx h_c^{(2)} = 0.1 \mu\text{m}$ .

For the calculations presented below for both TE- and TM-polarized incident waves, film and substrate thicknesses were taken as integer multiples of  $d_1 = 0.269 \mu\text{m}$  and  $d_2 = 0.296 \mu\text{m}$ , respectively. These values correspond to the film and the substrate being of equal half-wave optical thickness at normal incidence, i.e.,  $d_1\sqrt{\epsilon_1} = d_2\sqrt{\epsilon_2} = \lambda_0/2$ . This choice was made in order to emphasize the effect of strain on reflection, in conditions where the latter is near zero, i.e., in the vicinity of normal incidence, as well as around the Brewster incidence angle for a TM-polarized wave. Note that if the bilayer were to form the unit cell of a photonic crystal, such a choice of layer thicknesses would correspond to the center of the photonic bandgap at normal incidence.

Unless otherwise specified, all calculations are performed for magnetization in the magnetic film saturated in the direction parallel to the  $y$  axis, i.e., for  $m_y = +1$ .

Figure 3 shows the modulus of the reflection coefficient of the bilayer as a function of the angle of incidence  $\theta$  for a TE-polarized (a) and a TM-polarized (b) incident wave as well the modulus of the strain-dependent correction to that coefficient.

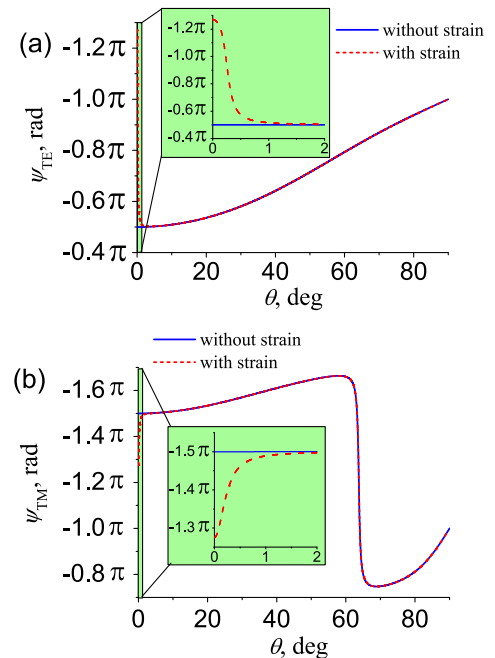


**Fig. 3.** Modulus of the reflection coefficient of the bilayer as a function of the angle of incidence  $\theta$  for a TE-polarized (a) and a TM-polarized (b) incident wave. The solid blue line represents  $R_{\text{TE,TM}}^{(0)}$  without taking film/substrate interfacial strain into account. The dashed red line shows the modulus of the correction  $R_{\text{TE,TM}}^{(\text{str})}$  to that reflection coefficient due to strain.

As expected,  $R_{\text{TE}}^{(0)}$  is zero at normal incidence. It should be noted that the reflection coefficient  $R_{\text{TM}}^{(0)}$ , on the other hand, is not strictly zero at normal incidence, due to the magnetic anisotropy that introduces gyrotropic terms in the dielectric permittivity tensor [Eq. (18)].

For the same reason,  $R_{\text{TM}}^{(0)}$  only approaches zero at  $\theta \approx 63.75^\circ$ , which is not the Brewster angle as commonly defined (i.e., leading to a disappearance of the reflected TM wave [47]), but a pseudo-Brewster angle for which the reflection coefficient reaches a near-zero minimum. Due to the gyrotropy of the magnetic film, the reflection coefficient is complex, and its real and imaginary parts reach zero at slightly different incidence angles. The correction to the reflection coefficient due to strain  $R_{\text{TE,TM}}^{(\text{str})}$  is of the same order of magnitude for both TE and TM modes and about four orders of magnitude smaller than the reflection coefficient of the strain-free structure. It was checked that conservation of energy is satisfied for all angles of incidence, including at grazing incidence where the strain-dependent corrections reach zero and the strain-free reflection coefficients are unity.

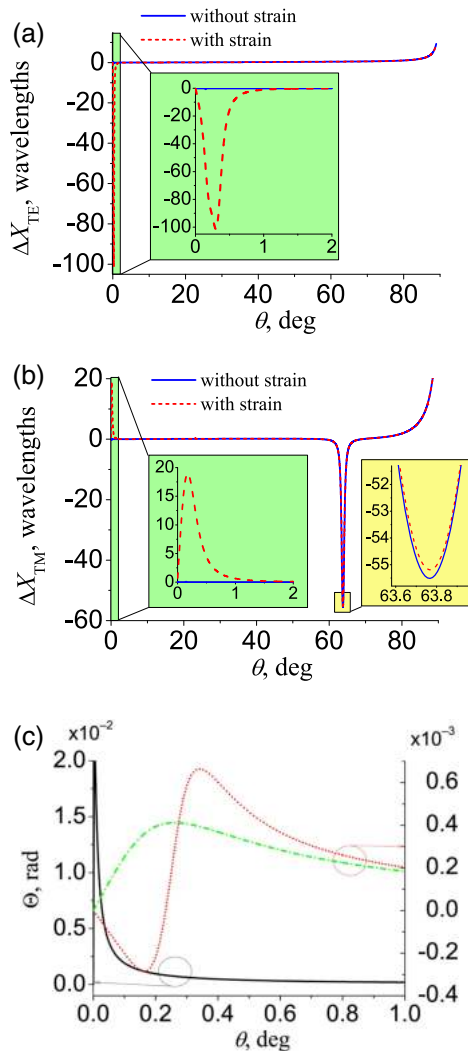
As previously mentioned, in the stationary-phase approach, the calculation of the lateral shift of a Gaussian reflected beam requires the knowledge of the phase shift between the incident and reflected wave for all angles of incidence within the divergent beam [see Eq. (1)]. This phase shift  $\psi$  is none other than the argument of the reflection coefficient. Figure 4 shows its angular dependence for a TE-polarized (a) and a TM-polarized (b) incident wave, with and without film/substrate interfacial strain.



**Fig. 4.** Phase shift  $\psi$  between the incoming and reflected waves as a function of the angle of incidence  $\theta$  for a TE-polarized (a) and a TM-polarized (b) incident wave. The solid blue line represents the phase shift without taking film/substrate interfacial strain into account. The dashed red line shows its value when strain is accounted for.

The impact of strain is only significant in the vicinity of the normal incidence, where the phase shift exhibits a steep variation from  $-1.25\pi$  to  $-0.5\pi$  for a TE-polarized wave, and from  $-1.25\pi$  to  $-1.5\pi$  for a TM-polarized wave, as one can see from the insets in Fig. 4. It can, thus, be expected that the strain-dependent contribution to the lateral shift of the reflected beam will also assume significant values near normal incidence.

Indeed, as Fig. 5 shows, the strain-dependent correction to that shift is only noticeable for small values of the incidence angle. However, in that region, this contribution reaches large values. The strain-induced lateral shift exceeds 100 wavelengths of the incident light to the left with respect to the  $x$  axis (one speaks of a negative shift) for a TE-polarized wave, whereas it reaches about 18 wavelengths to the right (positive shift) for a



**Fig. 5.** Reduced Goos-Hänchen shift  $\Delta X_{TE, TM} = \Delta L_{TE, TM} / \lambda_0$  as a function of the angle of incidence  $\theta$  for a TE-polarized (a) and a TM-polarized (b) incident wave. Solid blue line represents the lateral shift without taking film/substrate interfacial strain into account. Dashed red line shows its value when strain is accounted for. (c) Angular Goos-Hänchen shift  $\Theta$  near normal incidence without strain (solid black line for both TE- and TM-polarized light) and with strain for TE- (red dotted line) and TM- (green dash-dotted line) waves for a beam waist  $w_0 = 100 \mu\text{m}$ .

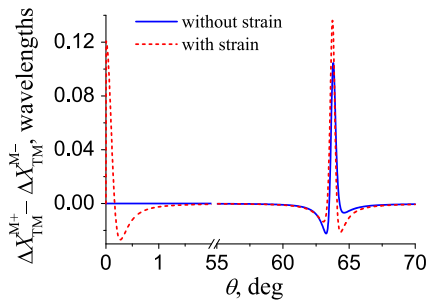
TM-polarized wave, as can be seen on the left insets in Fig. 5. In the latter case, an even larger lateral shift (about 55 wavelengths to the left) occurs at the pseudo-Brewster angle. The right inset in Fig. 5(b) shows that the angular position of the extremal value of the lateral shift is slightly different when strain is taken into account and when it is not—this corresponds to a shift of the pseudo-Brewster angle of about  $0.02^\circ$ .

Because the lateral shift depends on the phase difference between the incoming and the overall reflected waves, its sign (positive or negative) is governed by the phase-dependent interference of the waves reflected from the interfaces separating the different layers of the system [66]. For given values of the layer thicknesses, it can thus switch sign when the angle of incidence varies.

For both states of polarization, the lateral shift increases—whether strain is taken into account or not—when the incoming beam tends toward grazing incidence. This can be seen as the analog of the behavior of the Goos-Hänchen effect, which has been shown to be maximal near the angular condition of total internal reflection at the interface separating a high-index medium from a low-index one. In our case, the increase toward unity of the reflectivity of the structure near grazing incidence can be seen as the equivalent of that behavior.

The angular Goos-Hänchen shift  $\Theta$  in the plane of incidence is shown in Fig. 5(c) for an incident beam waist  $w_0 = 100 \mu\text{m}$ . In the absence of strain,  $\Theta$  is almost identical for TE and TM polarizations (black solid line) and is only significant in the vicinity of normal incidence. The presence of strain leads to an overall reduction of  $\Theta$ , and the additional anisotropy and inhomogeneity it introduces result in  $\Theta$  alternating between negative and positive values for a TE-polarized beam (red dotted line), whereas it remains positive for a TM-polarized wave (green dash-dotted line). The total beam displacement observed at a distance  $l$  from the geometrical point of incidence on the upper surface is  $\Delta L + l \tan \Theta \approx \Delta L + l\Theta$  (see Fig. 1). The results presented in Fig. 5 show that the angular contribution to this displacement only becomes comparable with  $\Delta L$  (at incidence angles where the latter is maximal) for  $l > 10 \text{ cm}$ . In the following, we will thus restrict our analysis to the spatial Goos-Hänchen shift only.

The magnetic anisotropy in the magnetic film is also expected to have an impact on the optical response of the structure. The results in Figs. 3–5 were all obtained with the magnetic film magnetized at saturation in the positive direction of the  $y$  axis ( $m_y = +1$ ). Figure 6 presents the angular dependence of the variation of the reduced lateral shift  $\Delta X_{TM}^{M^+} - \Delta X_{TM}^{M^-}$  upon complete reversal of the magnetization in the film, i.e., when magnetization is switched, so that  $m_y = -1$  and off-diagonal components of the permittivity tensor Eq. (1) change sign, in the case of a TM-polarized incident wave. No variation of the lateral shift takes place for a TE-polarized wave because the dependence of the permeability tensor of the magnetic film upon magnetization was neglected (in other words, we considered the film to be gyrotropic, but not bigyrotropic). This choice is justified by the fact that the off-diagonal elements of the permeability tensor of a bigyrotropic medium are at least one order of magnitude smaller than those of its permittivity tensor, hence are often neglected.

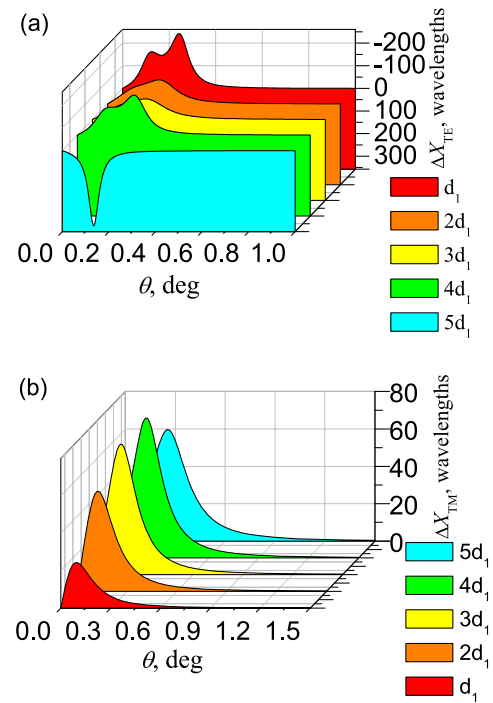


**Fig. 6.** Difference between the reduced Goos–Hänchen shifts  $\Delta X_{\text{TM}}^{M+}$  and  $\Delta X_{\text{TM}}^{M-}$  obtained for a TM-polarized incident wave with saturation magnetization in the magnetic film parallel and antiparallel to the  $y$  axis, respectively. The solid blue line represents the difference without taking substrate/film interfacial strain into account. The dashed red line shows its value when strain is accounted for.

Not surprisingly, the variation of the shift is virtually zero at angles of incidence for which the lateral shift was already negligible. Thus, this variation is only noticeable around the pseudo-Brewster angle for the unstrained structure and around that angle and near normal incidence when strain is taken into account. In all cases, the variation of  $\Delta L$  upon magnetization reversal is about 2 orders of magnitude smaller than the shift before reversal, i.e., magnetization in the magnetic field plays a clearly lesser role in obtaining a lateral shift of the reflected beam than strain.

Finally, the dependance of the Goos–Hänchen shift upon the thicknesses of the film and of the substrate can be studied. Figures 7(a) and 7(b) show the evolution of the reduced shifts for TE and TM polarization, respectively, in the vicinity of their extrema near normal incidence, for increasing values of film thickness. Similarly, Figure 8 represents the same evolution for increasing values of the substrate thickness. Note that, in both cases, film and substrate thicknesses increase as integer multiples of the nominal values given above (i.e.,  $D_i = N_i \times d_i$ ,  $N_i \in \mathbb{N}$ ,  $i \in \{1, 2\}$ , with  $d_1 = 0.269 \mu\text{m}$  and  $d_2 = 0.296 \mu\text{m}$ ), thus preserving the half-wave condition for the optical thickness of the layers. Furthermore, in each case, the substrate thickness is kept comparable with the film thickness, in order to remain in agreement with the theoretical description developed in this paper.

As can be observed from Fig. 7, the dependence of the lateral shift upon film thickness  $D_1$  is not monotonous for either TE or TM polarization. Indeed, for increasing values of  $D_1$  the lateral shift of a TE-polarized wave changes sign, from negative ( $\Delta X_{\text{TE}} = -130\lambda_0$  for  $D_1 = 4 \times d_1$ ) to positive ( $\Delta X_{\text{TE}} = 320\lambda_0$  for  $D_1 = 5 \times d_1$ ) values [see green and cyan profiles in Fig. 7(a)]. Note that, for still larger values of the film thickness, i.e., for  $D_1 > 5 \times d_1$ , the peak value of  $\Delta X_{\text{TE}}$  keeps increasing due to the manifestation of the reflection coefficient minimum near normal incidence. In comparison, for a TM-polarized wave,  $\Delta X_{\text{TM}}$  first exhibits an increase with the film thickness; then, its peak starts to decay for  $D_1 = 5 \times d_1$ , and becomes negligible for  $D_1 > 9 \times d_1$ . The angular position of the extremum of  $\Delta X_{\text{TM}}$  with respect to the film thickness monotonously drifts toward larger incidence angles for a

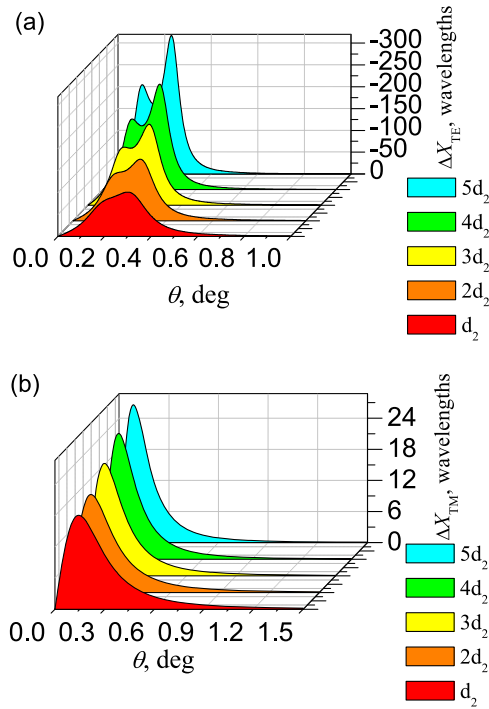


**Fig. 7.** Reduced Goos–Hänchen shifts (a)  $\Delta X_{\text{TE}}$  and (b)  $\Delta X_{\text{TM}}$  as functions of the angle of incidence  $\theta$  for increasing values of the film thickness in the vicinity of the normal incidence. Here, the nominal film thickness is  $d_1 = 0.269 \mu\text{m}$ , and the substrate thickness is fixed at  $D_2 = 4 \times 0.296 \mu\text{m}$ . Note the reversal of the vertical scale between (a) and (b).

TM-polarized wave. For a TE-polarized wave, on the other hand, the anisotropy is such that the position of the extremum of  $\Delta X_{\text{TE}}$  exhibits a nonmonotonous evolution with film thickness [even the number of extrema varies, as can be seen in Fig. 7(a), where  $\Delta X_{\text{TE}}$  exhibits two negative maxima for some film thicknesses, e.g., for  $D_1 = d_1$  and  $D_1 = 4 \times d_1$ ].

Contrary to the dependence of the amplitude and position of the Goos–Hänchen shift peak near normal incidence upon the film thickness, their dependence upon the substrate thickness  $D_2$  is monotonous for both states of incoming polarization (Fig. 8). Indeed, for TE- and TM-polarized light, the amplitude of the peak increases with  $D_2$ , and its position continuously shifts toward slightly larger angles of incidence. For certain values of the substrate thickness (for  $D_2 > 3 \times d_2$ ),  $\Delta X_{\text{TE}}$  again exhibits two negative maxima [see Fig. 8(a)].

It must be emphasized that there would not be any peak of the Goos–Hänchen shift near normal incidence if it were not for strain in the epitaxially grown film. The complex dependence of the amplitude and the position of the lateral shift extremum upon incidence angle and light polarization can be assigned to the anisotropic influence of strain on the photoelastic properties of both materials and, as a result, on the phase-dependent interference pattern of the multiple waves reflected from the various interfaces of the system. This influence is in no way straightforward, as the Goos–Hänchen shift depends on the variation of the phase-shift of the overall reflected wave with respect to the  $x$  component of the wave vector—for an



**Fig. 8.** Reduced Goos–Hänchen shifts (a)  $\Delta X_{TE}$  and (b)  $\Delta X_{TM}$  as functions of the angle of incidence  $\theta$  for increasing values of the substrate thickness in the vicinity of the normal incidence. Here, the magnetic film thickness is fixed at  $D_1 = 0.269 \mu\text{m}$ , and the nominal substrate thickness is  $d_2 = 0.296 \mu\text{m}$ . Note the reversal of the vertical scale between (a) and (b).

incoming divergent beam, the distribution of  $k_x$  values will change upon reflection on each interface separating the optically and/or magnetically anisotropic layers of the system.

## 5. CONCLUSIONS

We theoretically studied the influence of the misfit strain on the Goos–Hänchen (lateral) shift experienced by a near-infrared electromagnetic wave upon reflection from the surface of a dielectric bilayer consisting of a magnetic YIG film epitaxially grown on a nonmagnetic GGG substrate. We showed that the mechanical strain near the geometrical film/substrate interface can be significant, and that the lateral shift can reach values from a few tens to hundreds of incident light wavelengths at incidence angles close to the normal incidence as well as at the pseudo-Brewster angle. We demonstrated that the largest Goos–Hänchen shift, observed at small incidence angles, where the half-wave condition for both layers is nearly satisfied, is entirely induced by strain. It should be noted that if the half-wave condition is satisfied for an oblique incidence angle away from the normal incidence, the reflection coefficient turns to zero in the absence of strain, which results in a large Goos–Hänchen shift near this incidence angle. In this case, unlike what is obtained at the pseudo-Brewster angle, the impact of strain is large, and strain-induced contributions to the reflection coefficient and its phase result in a broadening of the peak of the Goos–Hänchen shift. Our calculations also demonstrated that the lateral shift can be positive as well as negative, depending on

the polarization of the incident light and on the thickness of the magnetic film. The influence of the magnetization of the YIG film (in the transverse magneto-optical configuration) on the Goos–Hänchen effect was also considered. For a TM-polarized incident wave, the variation of the lateral shift upon magnetization reversal was found to be only noticeable around the pseudo-Brewster angle for the unstrained structure and around that angle and near normal incidence when strain is taken into account. No noticeable dependence of the lateral shift upon magnetization was observed for a TE-polarized wave.

## APPENDIX A

### A. Derivation of the Green's Functions

In order to obtain the Green's functions, which provide analytical solutions for Eqs. (24), we transform them into a system of equations for which solutions are known, namely,

$$\begin{aligned} \left(\frac{d^2}{dz^2} + a^2\right)\xi(z) &= 2ia\delta(z), \quad \xi(z) = e^{ia|z|}, \\ \left(\frac{d^2}{dz^2} + a^2\right)\zeta(z) &= 2\frac{d}{dz}\delta(z), \quad \zeta(z) = e^{ia|z|}\text{sgn}(z). \end{aligned} \quad (\text{A1})$$

This can be achieved by noting that, in both the anisotropic magnetic film and the isotropic nonmagnetic substrate, the set of Eqs. (24) can be shown to be equivalent, through linear combinations, to

$$\widehat{U}_{TM}^{(a)}(\partial_z) \begin{pmatrix} G_{xx}^{(a)} & G_{xz}^{(a)} \\ G_{zx}^{(a)} & G_{zz}^{(a)} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} L_{xx}^{(a)} & -L_{xz}^{(a)} \\ -L_{zx}^{(a)} & L_{zz}^{(a)} \end{pmatrix} \delta(z - z') \quad (\text{A2a})$$

for TM polarization, and

$$\widehat{U}_{TE}^{(a)}(\partial_z) G_{yy}^{(a)} = L_{yy}^{(a)} \delta(z - z') \quad (\text{A2b})$$

for TE polarization, where the spatial variation of Green's functions  $G_{ij}^{(a)}(z - z')$  has been omitted for the sake of simplicity.

Operators  $\widehat{U}_{TE, TM}^{(a)}(\partial_z)$  in Eqs. (A2) are defined as

$$\begin{aligned} \widehat{U}_{TE}^{(1)}(\partial_z) &= -\partial_z^2 - k_{TE}^2, \\ \widehat{U}_{TM}^{(1)}(\partial_z) &= k_0^2 \varepsilon_1 [\partial_z^2 + k_{TM}^2], \\ \widehat{U}_{TM}^{(2)}(\partial_z) &= \widehat{U}_{TE}^{(2)}(\partial_z) = k_0^2 \varepsilon_2 [\partial_z^2 + k_{2z}^2], \end{aligned} \quad (\text{A3})$$

where wave vectors  $k_{TE}$  and  $k_{TM}$  in the magnetic film, and the  $z$ -axis component of the wave vector in the nonmagnetic substrate are given by

$$k_{TE}^2 = k_0^2 \varepsilon_1 - k_x^2, \quad k_{TM}^2 = k_0^2 \frac{\varepsilon_1^2 - \varepsilon_1^2}{\varepsilon_1} - k_x^2, \quad (\text{A4})$$

$$k_{2z}^2 = k_0^2 \varepsilon_2 - k_x^2. \quad (\text{A5})$$

The set of differential equations Eqs. (A2), with the form assumed by operators  $\widehat{U}_{TE, TM}^{(a)}(\partial_z)$  in Eq. (A3), is similar to Eq. (A1), which makes it then possible to obtain, in each region of the bilayer, for each localization  $z'$  of the point source and for each state of polarization, the following analytical expressions that take into account general plane-wave solutions of the homogeneous equations and particular solutions of the inhomogeneous problem:



(1) For  $0 < (z, z') < D_1$ :

(a)  $0 < z < z'$ : with  $i = (x, z)$ ,  $k = (x, y, z)$ ,

$$G_{ik}^{(1)}(z - z') = A_{ik}^{(1)} e^{ik_{TM}z} + B_{ik}^{(1)} e^{-ik_{TM}z}, \quad (\text{A6a})$$

$$G_{yk}^{(1)}(z - z') = A_{yk}^{(1)} e^{ik_{TE}z} + B_{yk}^{(1)} e^{-ik_{TE}z}. \quad (\text{A6b})$$

(b)  $z' < z < D_1$ : with  $i = (x, z)$ ,  $k = (x, y, z)$ ,

$$G_{ik}^{(1)}(z - z') = [A_{ik}^{(1)} + \lambda_{ik}^{(1)+} e^{-ik_{TM}z'}] e^{ik_{TM}z} + [B_{ik}^{(1)} - \lambda_{ik}^{(1)-} e^{ik_{TM}z'}] e^{-ik_{TM}z}, \quad (\text{A6c})$$

$$G_{yk}^{(1)}(z - z') = [A_{yk}^{(1)} + \lambda_{yk}^{(1)+} e^{-ik_{TE}z'}] e^{ik_{TM}z} + [B_{yk}^{(1)} - \lambda_{yk}^{(1)-} e^{ik_{TE}z'}] e^{-ik_{TM}z}. \quad (\text{A6d})$$

(2) For  $D_1 < (z, z') < D_1 + D_2$ :

(a)  $D_1 < z < z'$ : with  $(i, k) = (x, y, z)$ ,

$$G_{ik}^{(2)}(z - z') = A_{ik}^{(2)} e^{ik_{2z}z} + B_{ik}^{(2)} e^{-ik_{2z}z}. \quad (\text{A6e})$$

(b)  $z' < z < D_1 + D_2$ : with  $(i, k) = (x, y, z)$ ,

$$G_{ik}^{(2)}(z - z') = [A_{ik}^{(2)} + \lambda_{ik}^{(2)+} e^{-ik_{2z}z'}] e^{ik_{2z}z} + [B_{ik}^{(2)} - \lambda_{ik}^{(2)-} e^{ik_{2z}z'}] e^{-ik_{2z}z}, \quad (\text{A6f})$$

$$G_{yk}^{(1)}(z - z') = [A_{yk}^{(1)} + \lambda_{yk}^{(1)+} e^{-ik_{TE}z'}] e^{ik_{TM}z} + [B_{yk}^{(1)} - \lambda_{yk}^{(1)-} e^{ik_{TE}z'}] e^{-ik_{TM}z}. \quad (\text{A6g})$$

In Eqs. (A6), coefficients  $A_{ij}^{(\alpha)}$  and  $B_{ij}^{(\alpha)}$  of the plane-wave general solutions implicitly depend on the position  $z'$  of the point source, and the particular solutions of the inhomogeneous set of differential equations in each of the materials forming the bilayer are given by

$$\hat{\lambda}^{(1)\pm} = \begin{pmatrix} \mp i \frac{k_x^2 - k_0^2 \epsilon_1}{2k_{TM} k_0^2 \epsilon_1} & 0 & -i \frac{k_x}{2k_0^2 \epsilon_1} + \frac{\epsilon'}{2k_{TM}} \\ 0 & \pm \frac{i}{2k_{TE}} & 0 \\ -i \frac{k_x}{2k_0^2 \epsilon_1} - \frac{\epsilon'}{2k_{TM}} & 0 & \mp i \frac{k_{TM}^2 - k_0^2 \epsilon_1}{2k_{TM} k_0^2 \epsilon_1} \end{pmatrix}, \quad (\text{A7a})$$

$$\hat{\lambda}^{(2)\pm} = \begin{pmatrix} \mp i \frac{k_x^2 - k_0^2 \epsilon_2}{2k_{2z} k_0^2 \epsilon_2} & 0 & -i \frac{k_x}{2k_0^2 \epsilon_2} \\ 0 & \pm \frac{i}{2k_{2z}} & 0 \\ -i \frac{k_x}{2k_0^2 \epsilon_2} & 0 & \mp i \frac{k_{2z}^2 - k_0^2 \epsilon_2}{2k_{2z} k_0^2 \epsilon_2} \end{pmatrix}. \quad (\text{A7b})$$

## B. Boundary Conditions for the Green's Functions

The third stage of the solving procedure then consists of writing boundary conditions for the Green's functions at each physical interface separating the different materials in the system. These conditions follow from those concerning tangential  $E_x$  and  $H_y$  (for TM modes) and  $E_y$  and  $H_x$  (for TE modes) components of the electric and magnetic fields of light. In the magnetic film, Maxwell's equations yield

$$H_x = \frac{i\partial_z}{k_0} E_y \quad \text{and} \quad H_y = \frac{ik_0(\epsilon' k_x + \epsilon_1 \partial_z)}{k_x^2 - k_0^2 \epsilon_1} E_x, \quad (\text{A8})$$

which, combined with boundary conditions for the fields and Eq. (23), lead to boundary conditions for the Green's functions defined in Eqs. (A6) and (A7).

Thus, at  $z = 0$ , with  $k = (x, y, z)$ :

$$\begin{aligned} H_x &\rightarrow \partial_z G_{yk}^{(1)}|_{0^+} = \partial_z G_{yk}^{(V)}|_{0^+}, \\ H_y &\rightarrow \frac{\epsilon' k_x + \epsilon_1 \partial_z}{k_{TE}^2} G_{xk}^{(1)}|_{0^+} = \frac{\partial_z}{k_{0z}^2} G_{xk}^{(V)}|_{0^+}, \\ E_y &\rightarrow G_{yk}^{(1)}|_{0^+} = G_{yk}^{(V)}|_{0^+}, \\ E_x &\rightarrow G_{xk}^{(1)}|_{0^+} = G_{xk}^{(V)}|_{0^+}. \end{aligned} \quad (\text{A9})$$

Similarly, at  $z = D_1$ , with  $k = (x, y, z)$ :

$$\begin{aligned} H_x &\rightarrow \partial_z G_{yk}^{(2)}|_{D_1^-} = \partial_z G_{yk}^{(2)}|_{D_1^+}, \\ H_y &\rightarrow \frac{\epsilon' k_x + \epsilon_1 \partial_z}{k_{TE}^2} G_{xk}^{(1)}|_{D_1^-} = \frac{\epsilon_2 \partial_z}{k_{2z}^2} G_{xk}^{(2)}|_{D_1^+}, \\ E_y &\rightarrow G_{yk}^{(1)}|_{D_1^-} = G_{yk}^{(2)}|_{D_1^+}, \\ E_x &\rightarrow G_{xk}^{(1)}|_{D_1^-} = G_{xk}^{(2)}|_{D_1^+}. \end{aligned} \quad (\text{A10})$$

Finally, at  $z = D_1 + D_2$ , with  $k = (x, y, z)$ :

$$\begin{aligned} H_x &\rightarrow \partial_z G_{yk}^{(2)}|_{(D_1+D_2)^-} = \partial_z G_{yk}^{(V)}|_{(D_1+D_2)^+}, \\ H_y &\rightarrow \frac{\epsilon_2 \partial_z}{k_{2z}^2} G_{xk}^{(2)}|_{(D_1+D_2)^-} = \frac{\partial_z}{k_{0z}^2} G_{xk}^{(V)}|_{(D_1+D_2)^+}, \\ E_y &\rightarrow G_{yk}^{(2)}|_{(D_1+D_2)^-} = G_{yk}^{(V)}|_{(D_1+D_2)^+}, \\ E_x &\rightarrow G_{xk}^{(2)}|_{(D_1+D_2)^-} = G_{xk}^{(V)}|_{(D_1+D_2)^+}. \end{aligned} \quad (\text{A11})$$

where  $k_{0z}$  is the  $z$  component of the wave vector in vacuum.

The Green's functions denoted  $G_{ij}^{(V)}$  in Eqs. (A9) and (A11) relate to the strain-dependent contribution to the (reflected or transmitted) electromagnetic fields in the vacuum, and they write:

(1) For  $z < 0$ :

$$G_{ij}^{(V)}(z - z') = B_{ij}^{(V)} e^{-ik_{0z}z}, \quad (i, j) = (x, y, z). \quad (\text{A12a})$$

(2) For  $z > D_1 + D_2$ :

$$G_{ij}^{(V)}(z - z') = A_{ij}^{(V)} e^{ik_{0z}z}, \quad (i, j) = (x, y, z). \quad (\text{A12b})$$

Substituting Eqs. (A6), (A7), and (A12) into Eqs. (A9)–(A11) then leads to the full expressions of the Green's functions in the entire space. These expressions must be separately established for TE and TM modes as well as for point source positions either in the magnetic film or in the nonmagnetic substrate.

**Funding.** European Union's Horizon 2020 Research and Innovation Programme (644348); MPNS COST Action (MP1403); École Nationale d'Ingénieurs de Brest (14MOESMOMO14); Ministry of Education and Science of the Russian Federation (3.1107.2014K).

## REFERENCES

1. F. Goos and H. Hänchen, "Ein neuer und fundamentaler Versuch zur Totalreflexion," *Ann. der Phys.* **436**, 333–346 (1947).
2. F. Goos and H. Lindberg-Hänchen, "Neumessung des Strahlversetzungseffektes bei Totalreflexion," *Ann. der Phys.* **440**, 251–252 (1949).
3. N. F. Declercq and E. Lamkanfi, "Study by means of liquid side acoustic barrier of the influence of leaky Rayleigh waves on bounded beam reflection," *Appl. Phys. Lett.* **93**, 054103 (2008).
4. Y. S. Dadoenkova, N. N. Dadoenkova, I. L. Lyubchanskii, M. L. Sokolovskyy, J. W. Klos, J. Romero-Vivas, and M. Krawczyk, "Huge Goos-Hänchen effect for spin waves: a promising tool for study magnetic properties at interfaces," *Appl. Phys. Lett.* **101**, 042404 (2012).
5. P. Gruszecki, J. Romero-Vivas, Y. S. Dadoenkova, N. N. Dadoenkova, I. L. Lyubchanskii, and M. Krawczyk, "Goos-Hänchen effect and bending of spin wave beams in thin magnetic films," *Appl. Phys. Lett.* **105**, 242406 (2014).
6. P. Gruszecki, Y. S. Dadoenkova, N. N. Dadoenkova, J. Romero-Vivas, K. Y. Guslienko, and M. Krawczyk, "Influence of magnetic surface anisotropy on spin wave reflection from the edge of ferromagnetic film," *Phys. Rev. B* **92**, 054427 (2015).
7. X. Chen, X.-J. Lu, Y. Ban, and C.-F. Li, "Electronic analogy of the Goos-Hänchen effect: a review," *J. Opt.* **15**, 033001 (2013).
8. V.-O. de Haan, J. Plomp, T. M. Rekveldt, W. H. Kraan, A. A. van Well, R. M. Dalgliesh, and S. Langridge, "Observation of the Goos-Hänchen shift with neutrons," *Phys. Rev. Lett.* **104**, 010401 (2010).
9. A. Aiello, "Goos-Hänchen and Imbert-Fedorov shifts: a novel perspective," *New J. Phys.* **14**, 013058 (2012).
10. K. Y. Bliokh and A. Aiello, "Goos-Hänchen and Imbert-Fedorov beam shifts: an overview," *J. Opt.* **15**, 014001 (2013).
11. Q. Jing, C. Du, F. Lei, M. Gao, and J. Gao, "Coherent control of the Goos-Hänchen shift via an inhomogeneous cavity," *J. Opt. Soc. Am. B* **32**, 1532–1538 (2015).
12. G. C. Papen and B. E. A. Saleh, "Lateral and focal shifts of phase-conjugated beams in photorefractive materials," *Opt. Lett.* **14**, 745–747 (1989).
13. X. Chen, M. Shen, Z.-F. Zhang, and C.-F. Li, "Tunable lateral shift and polarization beam splitting of the transmitted light beam through electro-optic crystals," *J. Appl. Phys.* **104**, 123101 (2008).
14. X. Wang, C. Yin, J. Sun, J. Gao, M. Huang, and Z. Cao, "Reflection-type space-division optical switch based on the electrically tuned Goos-Hänchen effect," *J. Opt.* **15**, 014007 (2013).
15. N. Goswami, A. Kar, and A. Saha, "Long range surface plasmon resonance enhanced electro-optically tunable Goos-Hänchen shift and Imbert-Fedorov shift in ZnSe prism," *Opt. Commun.* **330**, 169–174 (2014).
16. I. J. Singh and V. P. Nayyar, "Lateral displacement of a light beam at a ferrite interface," *J. Appl. Phys.* **69**, 7820–7824 (1991).
17. S. B. Borisov, N. N. Dadoenkova, I. L. Lyubchanskii, and M. I. Lyubchanskii, "Guse-Hanchen effect for the light reflected from the interface formed by bigyrotropic and nongyrotropic media," *Opt. Spectrosc.* **85**, 225–231 (1998).
18. M. Fu, Y. Zhang, J. Wu, X. Dai, and Y. Xiang, "Large and negative Goos-Hänchen shift with magneto-controllability based on a ferrofluid," *J. Opt.* **15**, 035103 (2013).
19. T. Tang, J. Qin, J. Xie, L. Deng, and L. Bi, "Magneto-optical Goos-Hänchen effect in a prism-waveguide coupling structure," *Opt. Express* **22**, 27042–27055 (2014).
20. C. Luo, X. Dai, Y. Xiang, and S. Wen, "Enhanced and tunable Goos-Hänchen shift in a cavity containing colloidal ferrofluids," *IEEE J. Photon.* **7**, 6100310 (2015).
21. F. Lima, T. Dumelow, E. L. Albuquerque, and J. A. P. da Costa, "Nonreciprocity in the Goos-Hänchen shift on oblique incidence reflection off antiferromagnets," *J. Opt. Soc. Am. B* **28**, 306–313 (2011).
22. D. Felbacq, A. Moreau, and R. Smaïli, "Goos-Hänchen effect in the gaps of photonic crystals," *Opt. Lett.* **28**, 1633–1635 (2003).
23. L.-G. Wang and S.-Y. Zhu, "Giant lateral shift of a light beam at the defect mode in one-dimensional photonic crystals," *Opt. Lett.* **31**, 101–103 (2006).
24. I. V. Soboleva, V. V. Moskalenko, and A. A. Fedyanin, "Giant Goos-Hänchen effect and Fano resonance at photonic crystal surfaces," *Phys. Rev. Lett.* **108**, 123901 (2012).
25. Y. S. Dadoenkova, N. N. Dadoenkova, I. L. Lyubchanskii, Y.-P. Lee, and Th. Rasing, "Effect of lateral shift of the light transmitted through a one-dimensional superconducting photonic crystal," *Photonics Nanostruct. Fundam. Appl.* **11**, 345–352 (2013).
26. Y. S. Dadoenkova, N. N. Dadoenkova, I. L. Lyubchanskii, and Y. P. Lee, "Goos-Hänchen shift at the reflection of light from the complex structures composed of superconducting and dielectric layers," *J. Appl. Phys.* **118**, 213101 (2015).
27. X. Yin, L. Hesselink, Z. Liu, N. Fang, and X. Zhang, "Large positive and negative lateral optical beam displacements due to surface plasmon resonance," *Appl. Phys. Lett.* **85**, 372–374 (2004).
28. J. Soni, S. Mansha, S. Dutta Gupta, A. Bannerjee, and N. Ghosh, "Giant Goos-Hänchen shift in scattering: the role of interfering localized plasmon modes," *Opt. Lett.* **39**, 4100–4103 (2014).
29. A. D. Parks and S. E. Spence, "Weak value amplification of an off-resonance Goos-Hänchen shift in a Kretschmann-Raether surface plasmon resonance device," *Appl. Opt.* **54**, 5872–5876 (2015).
30. M. Cheng, P. Fu, X. Chen, X. Zeng, S. Feng, and R. Chen, "Giant and tunable Goos-Hänchen shifts for attenuated total reflection structure containing graphene," *J. Opt. Soc. Am. B* **31**, 2325–2329 (2014).
31. X. Li, P. Wang, F. Xing, X.-D. Chen, Z.-B. Liu, and J.-G. Tian, "Experimental observation of a giant Goos-Hänchen shift in graphene using a beam splitter scanning method," *Opt. Lett.* **39**, 5574–5577 (2014).
32. M. Cheng, P. Fu, M. Weng, X. Chen, X. Zeng, S. Feng, and R. Chen, "Spatial and angular shifts of terahertz wave for the grapheme metamaterial structure," *J. Phys. D* **48**, 285105 (2015).
33. F. Liu, J. Xu, G. Song, and Y. Yang, "Goos-Hänchen and Imbert-Fedorov shifts at the interface of ordinary dielectric and topological insulator," *J. Opt. Soc. Am. B* **30**, 1167–1172 (2013).
34. I. V. Shadrivov, A. A. Zharov, and Y. S. Kivshar, "Giant Goos-Hänchen effect at the reflection from left-handed metamaterials," *Appl. Phys. Lett.* **83**, 2713–2715 (2003).
35. D.-K. Qing and G. Chen, "Goos-Hänchen shifts at the interfaces between left- and right-handed media," *Opt. Lett.* **29**, 872–874 (2004).
36. R.-L. Chern, "Effect of damping on Goos-Hänchen shift from weakly absorbing anisotropic metamaterials," *J. Opt. Soc. Am. B* **31**, 1174–1181 (2014).
37. Y. Xu, C. T. Chan, and H. Chen, "Goos-Hänchen effect in epsilon-near-zero metamaterials," *Sci. Rep.* **5**, 8681 (2015).
38. X. Wang, M. Shen, and H. Wang, "Tunneling modes and giant Goos-Hänchen effect of a symmetric heterostructure containing negative-zero-positive index metamaterials," *Appl. Phys. B* **120**, 69–73 (2015).
39. L.-G. Wang, S.-Y. Zhu, and M. Suhail Zubairy, "Goos-Hänchen shifts of partially coherent light fields," *Phys. Rev. Lett.* **111**, 223901 (2013).
40. X.-J. Zhang, H.-H. Wang, Z.-P. Liang, Y. Xu, C.-B. Fan, C.-Z. Liu, and J.-Y. Gao, "Goos-Hänchen shift in a standing-wave-coupled electromagnetically-induced transparency medium," *Phys. Rev. A* **91**, 033831 (2015).
41. X.-J. Zhang, H.-H. Wang, C.-L. Wang, Y. Xu, Z.-P. Liang, C.-B. Fan, C.-Z. Liu, and J.-Y. Gao, "Goos-Hänchen shift of the reflected beam in a standing-wave coupled electromagnetically induced transparency system," *J. Opt. Soc. Am. B* **32**, 2281–2287 (2015).
42. T. Sakata, H. Togo, and F. Shimokawa, "Reflection-type 2x2 optical waveguide switch using the Goos-Hänchen shift effect," *Appl. Phys. Lett.* **76**, 2841–2843 (2000).
43. J. Sun, X. Wang, C. Yin, P. Xiao, H. Li, and Z. Cao, "Optical transduction of E. Coli O157:H7 concentration by using the enhanced Goos-Hänchen shift," *J. Appl. Phys.* **112**, 083104 (2012).
44. Y. Nie, Y. Li, Z. Wu, X. Wang, W. Yuan, and M. Sang, "Detection of chemical vapor with high sensitivity by using the symmetrical metal-cladding waveguide-enhanced Goos-Hänchen shift," *Opt. Express* **22**, 8943–8948 (2014).
45. S. C. Jain, A. H. Harker, and R. A. Cowley, "Misfit strain and misfit dislocations in lattice mismatched epitaxial layers and other systems," *Philos. Mag. A* **75**, 1461–1515 (1997).
46. J. M. Howe, *Interfaces in Materials* (Wiley, 1997).
47. M. Born and E. Wolf, *Principles of Optics* (Pergamon, 1959).

48. J. A. Arregi, J. B. González-Díaz, O. Idigoras, and A. Berger, "Strain-induced magneto-optical anisotropy in epitaxial hcp Co films," *Phys. Rev. B* **92**, 184405 (2015).
49. I. L. Lyubchanskii, N. N. Dadoenkova, M. I. Lyubchanskii, Th. Rasing, J.-W. Jeong, and S.-C. Shin, "Second-harmonic generation from realistic film-substrate interfaces: the effects of strain," *Appl. Phys. Lett.* **76**, 1848–1850 (2000).
50. I. L. Lyubchanskii, J.-W. Jeong, S.-C. Shin, N. N. Dadoenkova, M. I. Lyubchanskii, and Th. Rasing, "Influence of lattice mismatch on magnetization-induced optical second harmonic generation from a magnetic film on a nonmagnetic substrate," *J. Appl. Phys.* **87**, 6794–6796 (2000).
51. J.-W. Jeong, S.-C. Shin, I. L. Lyubchanskii, and V. N. Varyukhin, "Strain-induced three-photon effects," *Phys. Rev. B* **62**, 13455–13463 (2000).
52. A. E. Zabolotin, N. N. Dadoenkova, F. F. L. Bentivegna, I. L. Lyubchanskii, A. L. Shyshmakov, Y.-P. Lee, Y. G. Boucher, and Th. Rasing, "One-dimensional photonic crystal with strained interfaces," *J. Opt. Soc. Am. B* **28**, 2216–2219 (2011).
53. A. K. Zvezdin and V. A. Kotov, *Modern Magneto-optics and Magneto-optical Materials* (Institute of Physics, 1997).
54. I. L. Lyubchanskii, N. N. Dadoenkova, M. I. Lyubchanskii, E. A. Shapovalov, and Th. Rasing, "Magnetic photonic crystals," *J. Phys. D* **36**, R277 (2003).
55. M. Inoue, R. Fujikawa, A. Baryshev, A. Khanikaev, P. B. Lim, H. Ushida, O. Aktsipetrov, A. Fedyanin, T. Murzina, and A. Granovsky, "Magnetophotonic crystals," *J. Phys. D* **39**, R151 (2006).
56. M. Torfeh and H. Le Gall, "Theoretical analysis of hybrid modes of magneto-optical waveguides," *Phys. Status Solidi A* **63**, 247–258 (1981).
57. K. Artmann, "Berechnung der Seitenversetzung des totalreflektierten Strahles," *Ann. Phys. (Leipzig)* **437**, 87–102 (1948).
58. A. Aiello, M. Merano, and J. P. Woerdman, "Duality between spatial and angular shift in optical reflection," *Phys. Rev. A* **80**, 061801 (2009).
59. Y. Y. Huang, W. T. Dong, L. Gao, and C. W. Qiu, "Large positive and negative lateral shifts near pseudo-Brewster dip on reflection from a chiral metamaterial slab," *Opt. Express* **19**, 1310 (2011).
60. W. J. Wild and C. L. Giles, "Goos-Hänchen shifts from absorbing media," *Phys. Rev. A* **25**, 2099–2101 (1982).
61. S. D. Borisova and I. I. Naumov, "Topological features of average stresses and strains induced by dislocation pileups," *Russ. Phys. J.* **42**, 420–426 (1999).
62. D. L. Mills, A. A. Maradudin, and E. Burstein, "Theory of the Raman effect in metals," *Ann. Phys.* **56**, 504–555 (1970).
63. P. Yeh, *Optical Waves in Layered Media* (Wiley, 1988).
64. L. Börnstein, *Magnetic and other Properties of Oxides and Related Compounds—Part A: Garnets and Perovskites*, K.-H. Hellwege and A. M. Hellwege, eds., (Springer, 1978).
65. G. Winkler, *Magnetic Garnets* (Vieweg, 1981).
66. L.-G. Wang, H. Chen, N.-H. Liu, and S.-Y. Zhu, "Negative and positive lateral shift of a light beam reflected from a grounded slab," *Opt. Lett.* **31**, 1124–1126 (2006).



(ME) heterostructure has been investigated theoretically in [13, 14], where the linear ME interaction has been shown to lead to an increase of the longitudinal shift even in the absence of any applied electric field; the use of the GHS in an array of quantum dots has been proposed to obtain a  $1 \times 3$  de/multiplexer with a 2-nm channel spacing [15]; similarly, exploiting the GHS for an electrically controlled one-to-three optical switch has been discussed in [16].

A class of materials whose optical properties can be externally controlled are liquid crystals (LCs) [17–20]. In [19, 20], for instance, the tuning of the GHS is studied theoretically for a light beam coupled through a ZnSe prism in an electro-optically tunable liquid-crystal layer in the Kretschmann–Raether geometry. However, as often, only effective refractive indices of the anisotropic LC layer are considered and the non-uniformity of their distribution due to the anchoring of the LC molecules at the cell boundaries is not taken into account.

In this paper, we investigate the control of the GHS experienced by a light beam reflected from a multilayered heterostructure consisting of an LC cell sandwiched between conducting electrodes and deposited on top of a ME/non-magnetic bilayer. Our calculations account for the optical anisotropy of the magnetic layer and of the LC cell, as well as for the non-uniform refractive index distribution in the latter. Finally, we propose to exploit the voltage-induced tunability of the GHS in this system, and its sensitivity to variations of the permittivity of the medium from which the optical beam is coming, in order to design an optical sensor devoted to the detection of chemical vapors in the vicinity of the structure.

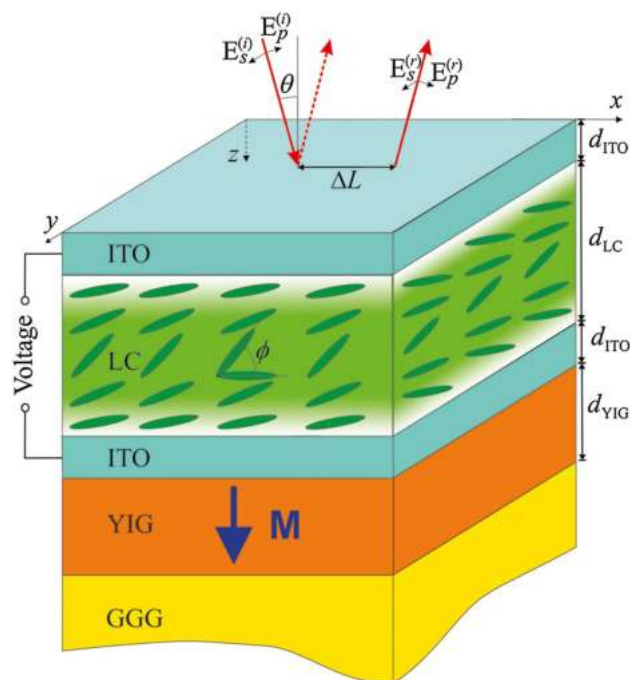
## 2 Description of the system

Let us consider the reflection of an electromagnetic wave from a multilayered system consisting of a nematic liquid-crystal (LC) cell (thickness  $d_{LC}$ ) surrounded by two indium-tin oxide (ITO) electrodes (thickness  $d_{ITO}$ ) and deposited on a ME structure. The latter is made up of a magnetic yttrium–iron garnet (YIG) film (thickness  $d_{YIG}$ ) epitaxially grown on a semi-infinite dielectric substrate of gadolinium–gallium garnet (GGG). The interfaces between the materials are parallel to the  $(xy)$  plane of a Cartesian system of coordinates. An electromagnetic wave of near-infrared wavelength  $\lambda_0$ , coming from the surrounding vacuum, impinges under oblique incidence angle  $\theta$  the upper surface of the system. Without loss of generality, the plane of incidence can be chosen as  $(xz)$  and the incident ( $i$ ) and reflected ( $r$ ) waves can be decomposed into  $s$ - and  $p$ -components  $E_{s,p}^{(i,r)}$  of their electric field strengths with respect to that plane. In the following, the time dependence of the optical fields is taken as  $\exp(-i\omega t)$ .

As a rule, when a monochromatic Gaussian wavepacket of elliptical polarization impinges on the uppermost surface of an optical structure, its reflection undergoes a non-negligible longitudinal GHS  $\Delta L$  in the plane of incidence (in our case, along the  $x$ -axis), as shown in Fig. 1.

In the system under consideration, a voltage can be applied to the ITO electrodes to modify the LC refractive index through a collective reorientation of its molecules. We assume the lateral dimensions of the cell (along the  $x$  and  $y$  directions) to be much larger than its thickness  $d_{LC}$ , so that side effects in the molecular alignment at the lateral boundaries of the cell can be neglected.

The anisotropic magnetic YIG slab is magnetized at saturation in the polar magneto-optical configuration, i.e., along the  $z$ -axis, and its magnetization can be reversed via an externally applied magnetic field. Thin epitaxial iron garnet films can be the seat of a linear ME coupling that is otherwise forbidden in bulk cubic crystals with a spatial inversion in their magnetic symmetry group [21]. The strength of that coupling, however, can greatly vary, depending on the film thickness, the crystal orientation



**Fig. 1** Schematic of the structure ITO/LC/ITO/YIG/GGG: liquid-crystal (LC) cell (thickness  $d_{LC}$ ) between indium-tin oxide (ITO) electrodes (thickness  $d_{ITO}$ ) on an yttrium–iron garnet (YIG) film (thickness  $d_{YIG}$ ) epitaxially grown on a semi-infinite dielectric substrate of gadolinium–gallium garnet (GGG). The saturation magnetization  $\mathbf{M} = \{0, 0, M_s\}$  in the magnetic slab is perpendicular to the surfaces of the slabs. The  $s$ - and  $p$ -components of the incident ( $i$ ) and reflected ( $r$ ) optical electric fields are denoted  $E_{s,p}^{(i,r)}$ . The incidence angle is  $\theta$ , and  $\phi$  is the tilt angle of LC molecules. The longitudinal GHS is  $\Delta L$

of the film, and the presence of impurities, as well as on the value and direction of applied electric and magnetic fields. In Sect. 3, we will consider two extreme cases: with a negligibly small ME coupling and with the strongest coupling reported so far in the literature.

In the near-infrared domain, all materials except ITO can be considered transparent. The GGG dielectric substrate is homogeneous and isotropic, as are the ITO electrodes, and their relative dielectric permittivities are scalar and, respectively, denoted  $\epsilon^{(\text{GGG})}$  and  $\tilde{\epsilon}^{(\text{ITO})} = \epsilon^{(\text{ITO})} + i\eta^{(\text{ITO})}$  ( $\eta^{(\text{ITO})} > 0$ ).

## 2.1 Permittivity of the liquid crystal

The cell contains a homogeneously aligned nematic LC consisting of uniaxial rod-shaped cyano-4'-pentylbiphenyl (or 5CB) molecules whose principal relative permittivities are denoted  $\epsilon_1$  and  $\epsilon_2 = \epsilon_3$ . We assume the collective alignment of the molecules to be parallel to the  $(xz)$  plane and characterized by a tilt angle  $\phi$  with respect to the  $x$ -axis (Fig. 1). The constitutive material equations expressing the relationship of the electric displacement vector  $\mathbf{D}$  and the magnetic induction  $\mathbf{B}$  in the LC cell with the electric field  $\mathbf{E}$  and the magnetic field  $\mathbf{H}$  of the electromagnetic wave read:

$$D_i^{(\text{LC})} = \epsilon_0 \epsilon_{ij}^{(\text{LC})} E_j^{(\text{LC})}, \quad B_i^{(\text{LC})} = \mu_0 H_j^{(\text{LC})}, \quad (i, j) = (x, y, z), \quad (1)$$

where  $\epsilon_0$  and  $\mu_0$  are the vacuum permittivity and permeability, and  $\epsilon_{ij}^{(\text{LC})}$  are the relative permittivity tensor elements of the LC, only five of which take non-zero values given by:

$$\begin{aligned} \epsilon_{xx}^{(\text{LC})} &= \epsilon_1 \cos^2 \phi + \epsilon_3 \sin^2 \phi, \\ \epsilon_{yy}^{(\text{LC})} &= \epsilon_2 = \epsilon_1, \\ \epsilon_{zz}^{(\text{LC})} &= \epsilon_1 \sin^2 \phi + \epsilon_3 \cos^2 \phi, \\ \epsilon_{xz}^{(\text{LC})} &= \epsilon_{zx}^{(\text{LC})} = (\epsilon_3 - \epsilon_1) \cos \phi \sin \phi. \end{aligned} \quad (2)$$

When the voltage applied to the ITO electrodes exceeds a certain threshold value  $V_{\text{th}}$ , molecules rotate in the  $(xz)$  plane, but their rotation is not uniform within the LC cell due to their anchoring at each LC/ITO interface. In the limiting case of a uniform and infinitely strong orientational interaction of the LC molecules with the surfaces of the cell (so-called infinite anchoring [17]), Abdulhalim and Menashe have derived analytical expressions that describe with a good approximation the dependence of the tilt angle  $\phi$  on the reduced  $z$ -coordinate  $Z_r = (z - d_{\text{LC}})/d_{\text{LC}}$ ,  $0 \leq Z_r \leq 1$  in the LC cell and on the applied voltage  $V$  [22]. Important parameters in these expressions are the pretilt angle  $\phi_0$  at zero voltage imposed by the anchoring of the molecules at the upper and lower cell boundaries ( $\phi_0$  is close to zero if the anchoring is strong), and the tilt angle  $\phi_c$  at the center of

the cell ( $Z_r = 1/2$ ) which, in the case of a strong anchoring, can be approximated as follows [23]:

$$\phi_c(V) = \phi_0 + \left(\frac{\pi}{2} - \phi_0\right) \sqrt{1 - \left(\frac{V_{\text{th}}}{V}\right)^2}. \quad (3)$$

Figure 2 shows the variation of the tilt angle  $\phi$  in the LC cell with the applied voltage for a quasi-infinite anchoring, in which case  $\phi$  is close to  $\phi_c$  in a large fraction of the cell.

## 2.2 Permittivity and permeability of the magneto-electric film

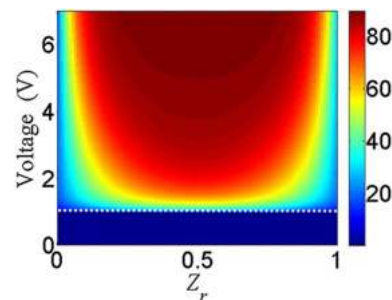
Taking into account the linear ME interaction, the constitutive material equations in the magnetic YIG are [24]:

$$\begin{aligned} D_i^{(\text{YIG})} &= \epsilon_0 \epsilon_{ij}^{(\text{YIG})} E_j^{(\text{YIG})} + \alpha_{ij} H_j^{(\text{YIG})}, \\ B_i^{(\text{YIG})} &= \mu_0 \mu_{ij}^{(\text{YIG})} H_j^{(\text{YIG})} + \alpha_{ij} E_j^{(\text{YIG})}, \end{aligned} \quad (4)$$

where  $\epsilon_{ij}^{(\text{YIG})}$  and  $\mu_{ij}^{(\text{YIG})}$  are the relative permittivity and permeability tensor elements of YIG, and  $\alpha_{ij}$  are the elements of its ME tensor. The latter is diagonal in crystals with cubic symmetry ( $\alpha_{ij} = \alpha^{(\text{YIG})} \delta_{ij}$ , where  $\delta_{ij}$  is the Kronecker delta).

It is well known that YIG exhibits good transparency properties in the near-infrared regime and is also magnetically bigyrotropic in that regime, i.e., its permittivity and permeability tensors both depend on the local magnetization. In the linear approximation, in the polar magneto-optical configuration and in crystals with cubic symmetry, they write [25]:

$$\begin{aligned} \epsilon_{ij}^{(\text{YIG})} &= \begin{pmatrix} \tilde{\epsilon} & if^{(e)} m_z & 0 \\ -if^{(e)} m_z & \tilde{\epsilon} & 0 \\ 0 & 0 & \tilde{\epsilon} \end{pmatrix}, \\ \mu_{ij}^{(\text{YIG})} &= \begin{pmatrix} \tilde{\mu} & if^{(m)} m_z & 0 \\ -if^{(m)} m_z & \tilde{\mu} & 0 \\ 0 & 0 & \tilde{\mu} \end{pmatrix}, \end{aligned} \quad (5)$$



**Fig. 2** Distribution of the tilt angle  $\phi$  over the LC cell as a function of the applied voltage. The threshold voltage is  $V_{\text{th}} = 1$  V (dotted line), and the pretilt angle is  $\phi_0 = 0.01^\circ$

where  $m_z = M_z/|\mathbf{M}|$ ,  $\tilde{\epsilon}$ , and  $\tilde{\mu}$  are the crystallographic components of the diagonal relative permittivity and permeability tensors, and  $f^{(e, m)}$  are the linear gyroelectric and gyro-magnetic coefficients of the crystal.

### 2.3 Goos–Hänchen shift

The GHS is deduced from the angular dispersion of the complex reflectivity of the structure. Due to the crystal-line asymmetry of the LC cell and the anisotropy imposed in the YIG layer by the polar magnetization and the ME interaction, this reflectivity strongly depends on the state of polarization of the incoming and reflected beams. A reflection matrix connects the amplitudes of the  $p$ - and  $s$ -components of the reflected field to those of the incident field. It is derived using the well-known transfer matrix formalism [26], which involves solving the set of boundary conditions at each interface in the system:

$$E_j^{(a)} \Big|_{z=z_a^-} = E_j^{(b)} \Big|_{z=z_a^+}, \quad H_j^{(a)} \Big|_{z=z_a^-} = H_j^{(b)} \Big|_{z=z_a^+}, \quad (6)$$

where  $j = (x, y)$  and  $a$  and  $b$  ( $a \neq b$ ) denote adjacent media (successively, air, ITO, LC, ITO, YIG, and GGG) in the system, and  $z_a=0, d_{\text{ITO}}, d_{\text{ITO}} + d_{\text{LC}}, 2d_{\text{ITO}}+d_{\text{LC}}, 2d_{\text{ITO}}+d_{\text{LC}} +d_{\text{YIG}}$  denote the successive positions of their common interfaces.

The reflection matrix has in general four non-zero complex components:

$$\begin{pmatrix} E_p^{(r)} \\ E_s^{(r)} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} R_{pp} & R_{ps} \\ R_{sp} & R_{ss} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_p^{(i)} \\ E_s^{(i)} \end{pmatrix}. \quad (7)$$

Due to the symmetry of the YIG crystal, the pure imaginary off-diagonal components of the matrix verify  $R_{ps} = R_{sp}$ .

In the multilayered system, the reflections of the various angular components of the finite-sized incident Gaussian beam interfere along a line transverse to the average propagation direction of that beam. This leads to an angular dispersion of the phase shift of the electromagnetic field upon reflection, which results in an angular dispersion of both the amplitude and the phase of the reflection coefficients of the structure, from which the Goos–Hänchen shift can be derived. Specifically, the amplitude  $\Delta L$  of the longitudinal GHS can be obtained with the stationary-phase approach [2]. Assuming a monochromatic incident Gaussian beam of waist  $w_0$ , the longitudinal shift of the reflected wavepacket can then be expressed as a GHS matrix whose elements are written as follows [27]:

$$\Delta L_{lm} = -\frac{\partial \psi_{lm}}{\partial k_x} + \frac{\partial \ln(|R_{lm}|)}{\partial k_x} \frac{\partial^2 \psi_{lm}}{\partial k_x^2} \left( w_0^2 + \frac{\partial^2 \ln(|R_{lm}|)}{\partial k_x^2} \right)^{-1}, \quad (8)$$

where  $\psi_{lm}(k_x) = \arg [R_{lm}(k_x)]$ ,  $\{l, m\} \in \{s, p\}$ , are the phases of the four complex reflection coefficients for any given  $k_x$  component of the incident wavevector  $\mathbf{k}$  along the  $x$ -axis. In view of sizing the amplitude of the GHS, it is convenient to introduce reduced GHS matrix elements as  $\Delta X_{lm} = \Delta L_{lm}/\lambda_0$ . It must be noted, however, that the shift that can be experimentally measured depends on the polarization states of both the incoming and reflected beams. The different components of that shift can be obtained using a polarizer and an analyzer before and after reflection, respectively.

## 3 Numerical results

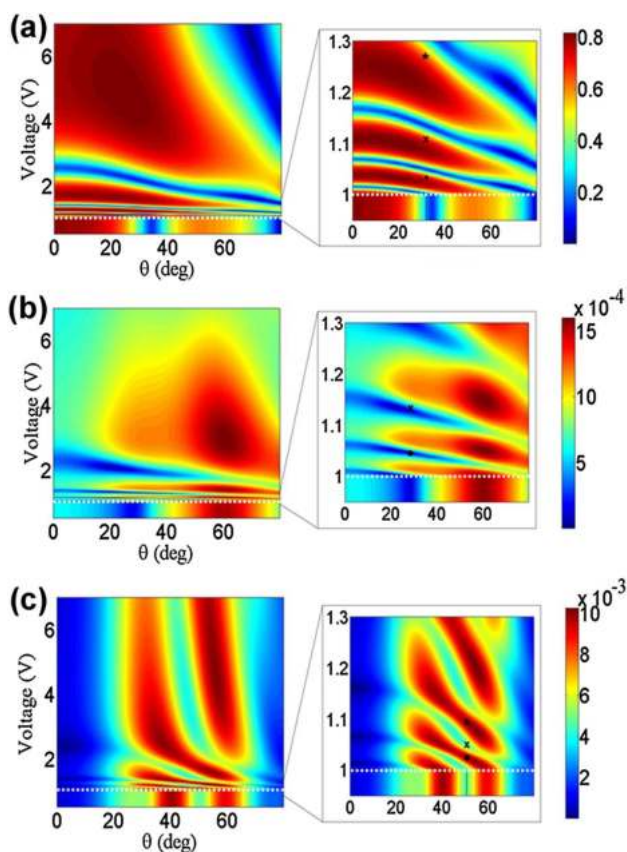
In this section, we present the result of numerical calculations of the reflection coefficients and longitudinal shift for a Gaussian pulse (waist  $w_0=50 \mu\text{m}$ ). The material parameters of all the constituents of the system are collected in Table 1. The value of the ME constant denoted  $\alpha^{(\text{YIG})}$  is the largest reported for a thin YIG film [21, 28]. Unless otherwise specified, the magnetization in the YIG layer points toward positive values of the  $z$ -axis.

### 3.1 Reflection coefficients

Figure 3 shows how the modulus of the diagonal component  $R_{pp}$  (Fig. 3a) of the reflection matrix, as well as that of the off-diagonal component  $R_{sp} = R_{ps}$  (Fig. 3b, c), vary as functions of the incidence angle  $\theta$  of the light beam and of the dc voltage applied to the LC cell. The complex profiles of the reflection coefficients result from a combination of interferences between the various waves propagating back and forth between the surface and interfaces of the system, on one hand, and of additional anisotropies due to the molecular alignment in the LC layer and the ME coupling in the magnetic layer, on the other. The interference pattern essentially varies with  $\theta$ , while the anisotropies depend on the applied voltage and the value of the ME constant.

**Table 1** Physical data used for calculations

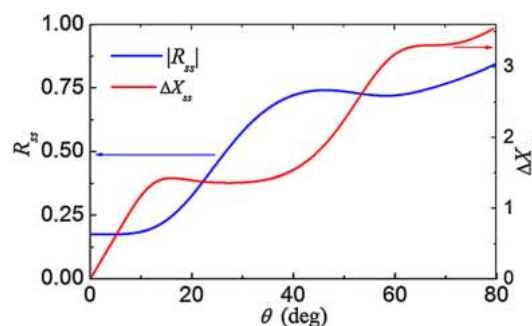
Material	Thickness ( $\mu\text{m}$ )	Material parameters (at $\lambda_0 = 1 \mu\text{m}$ )
ITO	$d_{\text{ITO}} = 0.05$	$\epsilon^{(\text{ITO})} = 1.7057, \eta^{(\text{ITO})} = 0.0337$ [29]
LC (5CB)	$d_{\text{LC}} = 2.2$	$\epsilon_1 = 15.7, \epsilon_2 = \epsilon_3 = 7.5$ [18]; $\phi_0 = 0.01^\circ$
YIG	$d_{\text{YIG}} = 2$	$\tilde{\epsilon} = 5.0491$ [30], $\alpha = \alpha^{(\text{YIG})} = 30 \text{ ps/m}$ [21] $f^{(e)} = -2.47 \cdot 10^{-4}, f^{(m)} = 8.76 \cdot 10^{-5}$ [31]
GGG	Semi-infinite	$\epsilon^{(\text{GGG})} = 3.7636$ [31]



**Fig. 3** Evolution of the modulus of the reflection coefficients with incidence angle  $\theta$  and applied voltage: **a**  $|R_{pp}|$  for any value of the ME constant  $\alpha$ ; **b**  $|R_{ps}|$  for  $\alpha=0$ ; **c**  $|R_{ps}|$  for  $\alpha=\alpha^{(YIG)}$ . Insets show the corresponding reflection coefficients for near-threshold values of the applied voltage. The white dotted lines denote the threshold voltage  $V_{th}=1$  V. Symbols ( $\bullet$ ,  $\times$ ,  $*$ ) denote points of comparison between reflection coefficients in this figure and GHS in Fig. 5 (see Subsection 3.2)

It must be noted that the profile of  $R_{pp}$  in Fig. 3a does not actually depend on the value of the ME constant  $\alpha$ , and this is also true of the dependency of the other diagonal reflectivity  $R_{ss}$  (see solid blue line in Fig. 4). Its modulus  $|R_{ss}|$  is of the same order of magnitude as that of  $R_{pp}$ , but is independent from the applied voltage, since its variation is directly related to that of permittivity tensor element  $\epsilon_{yy}^{(LC)}$  in the LC, which does not depend on the voltage-imposed tilt angle  $\phi$  [see Fig. 3]. In contrast, the off-diagonal components  $R_{ps}=R_{sp}$  do depend in a noticeable way on the ME coupling in the YIG layer, as can be seen from the comparison between Fig. 3b, where that coupling is neglected ( $\alpha=0$ ), and Fig. 3c, where it is accounted for ( $\alpha=\alpha^{(YIG)}$ ).

The most visible changes in the reflection coefficients take place, for any incidence angle, at near-threshold values of the applied voltage, as shown in the insets to Fig. 3. As one can see from Fig. 2, the tilt angle experiences an abrupt



**Fig. 4** Modulus  $|R_{ss}|$  (solid blue line) and GHS  $\Delta X_{ss}$  (dashed red line) as functions of the incidence angle  $\theta$  for any value of the applied voltage and any ME constant  $\alpha$

increase in the 1.0–1.3 V voltage range, which strongly modifies the reflection coefficients. Even a very small increase of the voltage above  $V_{th}$  results in a dramatic shift of the extrema of all reflection coefficients towards lower values of  $\theta$ . The inset in Fig. 3a shows that, for instance, the angular position of a first minimum of  $|R_{pp}|$  shifts from  $\theta \approx 35^\circ$  at any voltage below  $V_{th}$  to  $\theta=0^\circ$  at  $V \approx 1.02$  V, and a second minimum, initially found at grazing incidence, shifts to normal incidence at  $V \approx 1.08$  V. Similarly, the local maximum of  $|R_{pp}|$  initially found at  $\theta \approx 55^\circ$  rapidly shifts towards lower values of  $\theta$  above  $V_{th}$ , with an additional increase of its magnitude from 0.6 (at  $V < V_{th}$ ) to 0.8 (at  $V \approx 1.04$  V). Such rapid changes can be attributed to the strong increase of the tilt angle of the LC molecules in most of the cell thickness, i.e., away from its boundaries, where anchoring acts against molecular rotation (see Fig. 2), and the corresponding variation of the LC permittivity tensor elements. As one can expect from Fig. 2, a further increase of the applied voltage above approximately 2 V does not dramatically increase the value of the reflection coefficients, since the tilt angle then reaches a saturation value in most of the LC cell thickness.

Thus, the applied voltage allows to control the value of the diagonal reflection coefficient  $R_{pp}$  which can be attributed to the presence in the system of the inhomogeneous uniaxial LC cell. Indeed, such a control was found to be impossible in a similar structure where the electro-optic layer consisted of a homogeneous cubic ZnSe film, in which case only the off-diagonal reflection coefficients could be modified by an externally applied electric field/voltage [13].

The influence of the ME interaction on the off-diagonal reflection coefficient  $R_{ps}=R_{sp}$  is made clear by comparing Fig. 3b and c. When the ME coupling is neglected ( $\alpha=0$ , Fig. 3b), the overall dependence of  $|R_{ps}|$  upon the applied voltage is roughly similar to that of  $|R_{pp}|$  (see Fig. 3a). When, on the other hand, it is accounted for ( $\alpha=\alpha^{(YIG)}$ , Fig. 3c), the behavior of  $|R_{ps}|$  is strikingly different, with



the formation of a second maximum around  $\theta \approx 40^\circ$  below threshold voltage  $V_{th}$ , and a noticeable narrowing of the angular range over which the applied voltage influences the off-diagonal reflection coefficient of the system above  $V_{th}$  ( $20^\circ < \theta < 70^\circ$  instead of the entire range of incidence angle). The values of  $|R_{ps}|$  in this region are one order of magnitude larger than when the ME coupling is negligible ( $\alpha = 0$ ). Outside this interval, towards normal or grazing incidence, the values of  $|R_{ps}|$  are similar with or without ME interaction. It should be noted that the amplitude of the off-diagonal reflection coefficient  $R_{ps} = R_{sp}$  is, in any case, two to three orders of magnitude smaller than those of the diagonal reflection coefficients  $R_{pp}$  and  $R_{ss}$ .

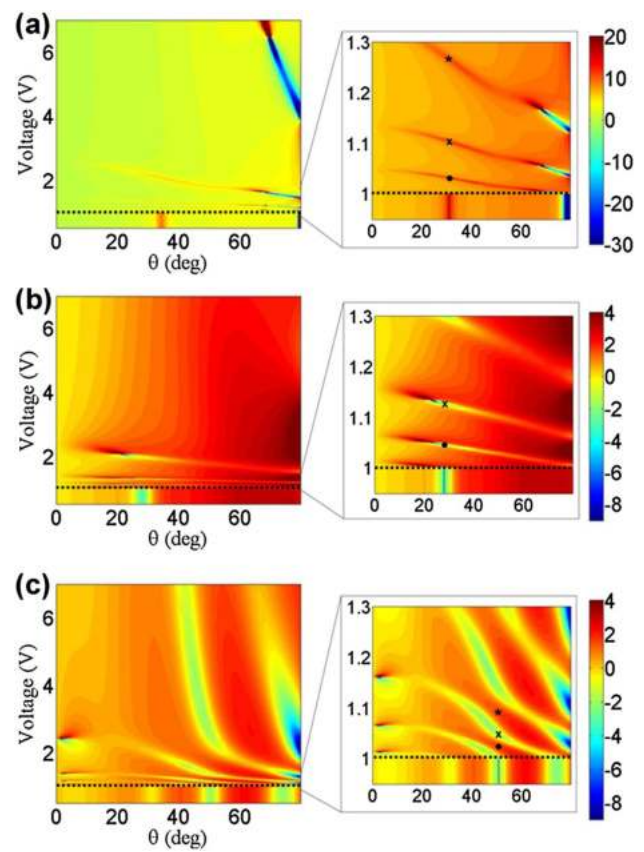
### 3.2 Goos–Hänchen shift

As mentioned earlier, and in accordance with Eq. (8), the different components of the reflection matrix, and thus the values of the GHS obtained for any combination of incident and reflected states of polarization can be separately evaluated. Practically, this simply requires the use of a polarizer and an analyzer placed on the path of the incoming and reflected beams, respectively.

Like the reflection coefficient  $R_{ss}$ , the corresponding GHS  $\Delta X_{ss}$  is independent from both the applied voltage and the ME constant. It varies, however, with the angle of incidence of the light beam (dashed red line in Fig. 4), and its value remains positive for all  $\theta$ , and varies between 0 at normal incidence and  $+3.5\lambda_0$  at grazing incidence.

As with reflection coefficients, the behavior of the three other GHSs is complex, as it also depends on the voltage applied to the LC cell and on the value of the ME constant in the YIG film. Figure 5 shows the dependences of the reduced diagonal GHS  $\Delta X_{pp}$  (Fig. 5a) and the off-diagonal GHS  $\Delta X_{sp} = \Delta X_{ps}$  (Fig. 5b for  $\alpha = 0$  and 5c for  $\alpha = \alpha^{(YIG)}$ ) upon the incidence angle  $\theta$  of the light beam and the applied voltage. Symbols in the insets correspond to some of the local maxima of the shift and thus coincide with identical symbols in the insets of Fig. 3, at angular positions and applied voltages where the reflection coefficients exhibit fast variations. As follows from (7), the variations of the GHS can be related to those of the reflection coefficients. In particular, rapid changes (with respect to the incidence angle, hence to  $k_x = |k| \sin \theta$ ) of the modulus and/or the phase of a reflection coefficient yield large values of the corresponding GHS in the same angular vicinity (compare for instance identical symbols in the insets of Figs. 3a, 5a). Note that the second term in (7) becomes negligible for large values of the beam waist  $w_0$ , in which case the expression of the GHS reduces to that first derived by Artmann [2].

It can be noted that the largest values of the diagonal GHS  $\Delta X_{pp}$  coincide with relatively large values of the



**Fig. 5** Evolution of the GHS with incidence angle  $\theta$  and applied voltage: **a**  $\Delta X_{pp}$  for any value of the ME constant  $\alpha$ ; **b**  $\Delta X_{ps}$  for  $\alpha = 0$ ; **c**  $\Delta X_{ps}$  for  $\alpha = \alpha^{(YIG)}$ . Insets show the corresponding GHS for near-threshold values of the applied voltage. The *black dotted lines* denote the threshold voltage  $V_{th} = 1$  V. Symbols ( $\bullet$ ,  $\times$ ,  $*$ ) denote points of comparison between GHS in this figure and reflection coefficients in Fig. 3

corresponding reflection coefficient  $R_{pp}$ . This is strikingly different from what was recently reported about similar multilayered systems [13, 27], in which large values of the beam shift coincided with minima of reflectivity. Even lower values of the GHS can be obtained for relatively large reflectivities. For example, for  $V < V_{th}$ , a positive maximum of  $\Delta X_{pp}$  of about  $+15\lambda_0$  appears around  $\theta \approx 34^\circ$  and corresponds to  $|R_{pp}| \approx 0.2$  (see Figs. 3a, 5a). Increasing the voltage above threshold at the same incidence angle allows to significantly reduce the value of the GHS down to approximately  $+8\lambda_0$  while keeping high values of  $|R_{pp}|$  up to 0.8. Moreover, at large incidence angles ( $\theta > 70^\circ$ ), the application of the voltage can induce sign reversals of the GHS which varies in this region between  $+20\lambda_0$  and  $-30\lambda_0$ , again with significant values of the reflectivity. These sign reversals can be attributed in particular to voltage-dependent changes of the permittivity tensor elements of the LC and thus to varying

conditions for constructive and destructive interference between the waves propagating in the system.

In contrast to the diagonal GHS, the off-diagonal  $\Delta X_{ps}$  does not exceed a few  $\lambda_0$ , whether the ME interaction in YIG can be neglected (Fig. 5b) or not (Fig. 5c). Unlike  $\Delta X_{pp}$ , however, it can exhibit sign reversal over large domains of  $\theta$  when the applied voltage increases. For instance, in the case of a strong ME coupling in the YIG layer,  $\Delta X_{ps}$  can change from a negative maximum of about  $-2.5\lambda_0$  around  $\theta \approx 55^\circ$  in the sub-threshold regime ( $V < V_{th}$ ) to a positive maximum of about  $+2\lambda_0$  above threshold voltage (see symbols  $\bullet$  and  $*$  in the inset of Fig. 5c). In this case, maximal positive values of  $\Delta X_{ps}$  correspond to maximal values of  $|R_{ps}|$  (compare  $\bullet$  and  $*$  in the insets of Figs. 3c, 5c) and maximal negative values of  $\Delta X_{ps}$  coincide with local minima of  $|R_{ps}|$  [compare  $\times$  in the insets of Figs. 3c, 5c]. A similar behavior can be observed over a broad range of incidence angles. In comparison, for a negligibly small ME coupling in the YIG layer, such a GHS sign reversal is only possible around  $\theta \approx 25^\circ$  [see symbols  $\bullet$  and  $\times$  in insets of Figs. 3b, 5b].

Apart from an externally applied voltage, another possibility to alter the GHS is via the application of an external magnetic field to reverse the saturation magnetization in the YIG layer towards negative values of  $z$ . Our calculations show that, while such a reversal almost does not affect the diagonal GHSs  $\Delta X_{pp}$  and  $\Delta X_{ss}$ , it does lead to a reversal of the sign of  $\Delta X_{ps}$ , but only in some limited intervals of incidence angle and voltage. This stands in contrast to the behavior of a similar heterostructure, where a ZnSe film acted as an electro-optic layer, and in which a non-reciprocal sign change of the off-diagonal GHS could be obtained in all ranges of incidence angle  $\theta$  and externally applied electric field [13]. Such a difference in behavior can be attributed mostly to the more intricate variations of the permittivity in the inhomogeneous LC cell than in the homogeneous ZnSe film, which, along with the interplay between magneto-optic and ME coefficients, affect the dependences of the reflectivity coefficients. However, as detailed in Sect. 4, the absolute value of  $\Delta X_{ps}$  in this system can nevertheless, for well-chosen incidence angle and applied voltage, be enhanced by up to two orders of magnitude upon magnetization reversal.

In conclusion, our calculations show that the voltage-dependent reflection matrix components  $R_{pp}$  and  $R_{sp} = R_{ps}$  have a significantly greater effect on the Goos–Hänchen shift than voltage-independent reflection coefficient  $R_{ss}$ .

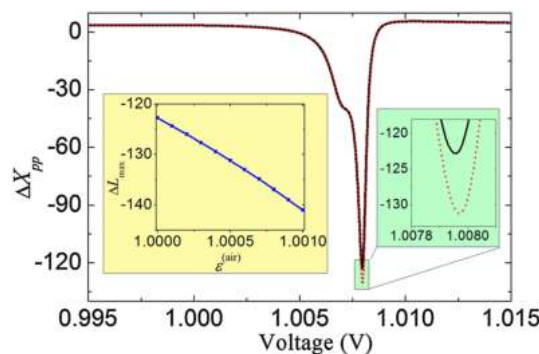
#### 4 Scheme for a gas sensor

As mentioned in the introduction, there have been numerous attempts at suggesting and implementing various sensors

whose operation is based on the detection of an optical beam shift triggered by modifications of the local environment of the device (pressure, temperature, etc.). Here, we propose the principle of a gas sensor exploiting small but measurable variations of the dielectric constant of air. Calculations above were carried out assuming that the medium from which the incident light beam comes is vacuum or, indeed, air, i.e., for an upper medium permittivity equal to vacuum permittivity  $\epsilon_0$ . In the presence of vapors, the relative permittivity of air has been shown to exhibit an absolute change of the order of a few  $10^{-4}$  [5, 7] that is large enough to induce detectable variations of the longitudinal shift of an incoming light beam upon reflection from the multilayered structure studied in this paper.

Figure 6 illustrates the potential sensitivity of GHS measurements as a tool for detecting slight changes in the relative permittivity of air  $\epsilon^{(air)}$  due to the presence of chemical vapors. The variation of the reduced diagonal GHS  $\Delta X_{pp}$  is presented as a function of the near-threshold applied voltage for two values of  $\epsilon^{(air)}$  for an angle of incidence of light of  $70^\circ$ . This variation is only measurable when  $\Delta X_{pp}$  reaches its negative maximum around  $V = 1.008$  V. As shown in the right inset of Fig. 6, the difference between the maximum values of the GHS for  $\epsilon^{(air)} = 1$  (pure air, solid black line) and  $\epsilon^{(air)} = 1.0005$  (air mixed with a chemical vapor, dotted red line) reaches up to  $9\lambda_0$  (from about  $-123\lambda_0$  for  $\epsilon^{(air)} = 1$  to  $-132\lambda_0$  for  $\epsilon^{(air)} = 1.0005$ ), which makes it easily measurable in the near infra-red regime. The left inset of the figure shows that this difference (an increase in absolute value) is almost linear with the variation of  $\epsilon^{(air)}$ . The sensitivity of such a technique can be defined as

$$S = \frac{d(\Delta L_{\max})}{d\epsilon^{(air)}}, \quad (9)$$

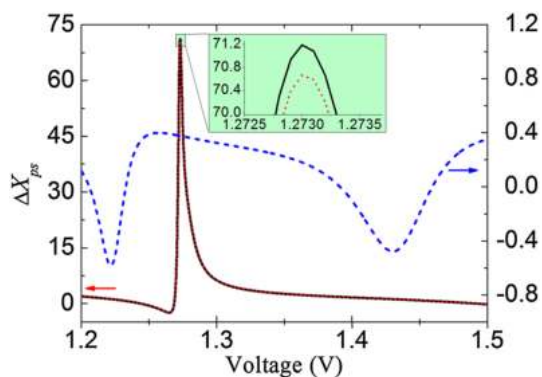


**Fig. 6** Reduced GHS  $\Delta X_{pp}$  vs applied voltage for two values of the relative dielectric permittivity of air:  $\epsilon^{(air)} = 1$  (solid black line) and  $\epsilon^{(air)} = 1.0005$  (dotted red line). Here,  $d_{LC} = 3 \mu\text{m}$ ,  $\theta = 70^\circ$ , and  $w_0 = 30 \mu\text{m}$ . The right inset zooms on the region where  $\Delta X_{pp}$  reaches its negative peak value. The left inset shows the quasi-linear change of that peak value when  $\epsilon^{(air)}$  varies from 1 to 1.0005

where  $\Delta L_{\max}$  is the absolute value of the measured GHS peak amplitude. The average sensitivity in the conditions of Fig. 6 is  $1.8 \times 10^4 \mu\text{m}$  per unit of relative permittivity.

A similar impact of a change of the permittivity of air can be observed for the off-diagonal GHS. However, the direction of saturation magnetization  $\mathbf{M}$  in the YIG film strongly influences the sensitivity of the technique. Figure 7 shows the variation of the reduced off-diagonal GHS  $\Delta X_{ps}$  as a function of applied voltage in the same multilayer, and for the same two values of  $\epsilon^{(\text{air})}$  and the same angle of incidence of the incoming light beam as in Fig. 6. As seen previously, however, the ME interaction plays an important part in the variation of  $\Delta X_{ps}$  (here, the ME constant is taken equal to  $\alpha^{\text{a(YIG)}}$ ). The GHS remains at least two orders of magnitude smaller for  $\mathbf{M} = +M_s \hat{z}$  (dashed blue line) than for  $\mathbf{M} = -M_s \hat{z}$ , where it reaches a large positive peak value (about  $70\lambda_0$ ) around  $V = 1.273 \text{ V}$ .

Moreover, while the beam shift is almost insensitive to a change of  $\epsilon^{(\text{air})}$  for  $\mathbf{M} = +M_s \hat{z}$ , it experiences a decrease of about  $0.6 \lambda_0$  for  $\mathbf{M} = -M_s \hat{z}$  when  $\epsilon^{(\text{air})}$  varies from 1 (pure air, solid black line) to  $\epsilon^{(\text{air})} = 1.0005$  (air mixed with a chemical vapor, dotted red line). Although measurable, such a variation remains less pronounced than that observed with the diagonal GHS  $\Delta X_{pp}$ . Accordingly, the sensitivity of the technique when  $\Delta X_{ps}$  is considered is  $1.6 \times 10^3 \mu\text{m}$  per unit of relative permittivity, one order of magnitude smaller than that obtained for  $\Delta X_{pp}$ . However, the sensitivity of the technique using the measurement of  $\Delta X_{ps}$  could be greatly enhanced in a system including several ME layers, for instance if the LC cell capped a multilayered photonic crystal consisting of repeated YIG-GGG bilayers.



**Fig. 7** Reduced GHS  $\Delta X_{ps}$  vs applied voltage for two values of the relative dielectric permittivity of air:  $\epsilon^{(\text{air})} = 1$  (solid black line) and  $\epsilon^{(\text{air})} = 1.0005$  (dotted red line) when magnetization  $\mathbf{M} = -M_s \hat{z}$ . The dashed blue line shows  $\Delta X_{ps}$  for  $\mathbf{M} = +M_s \hat{z}$ . Here,  $d_{\text{LC}} = 3 \mu\text{m}$ ,  $\theta = 70^\circ$ , and  $w_0 = 30 \mu\text{m}$ . The inset shows the voltage domain for which the GHS reaches its positive peak value in the former case

## 5 Conclusions

We have investigated the longitudinal Goos–Hänchen effect in a multilayered heterostructure consisting of a nematic liquid-crystal cell sandwiched between transparent electrodes and deposited on a magneto-electric/non-magnetic bilayer. The polarization-dependent variations of the Goos–Hänchen shift experienced by an optical beam upon reflection on the upper surface of the system have been studied as functions of both the dc electric voltage applied to the cell and the direction of the magnetization in the magnetic layer.

Our calculations show that the Goos–Hänchen shift of the reflected beam can be efficiently tuned via the external voltage applied to the liquid-crystal cell to modify the collective orientation of the molecules and thus their dielectric permittivity tensor components. The spatial inhomogeneity of the liquid crystal due to anchoring of the molecules at the cell boundaries has been taken into account. Its impact on the reflectivity of the structure and the Goos–Hänchen shift of the reflected light beam has been demonstrated for applied voltages slightly higher than the threshold value above which liquid-crystal reorientation occurs. Moreover, the impact of a magnetization reversal in the magneto-electric layer on the shift has been shown to be noticeable, but only for the  $p$  (resp.,  $s$ ) component of the reflected beam produced by an  $s$ - (resp.,  $p$ -) polarized incident beam, and only in limited domains of incidence angle and applied voltage.

The results obtained with the Goos–Hänchen shift have led us to propose a scheme for a vapor detection technique using the variations of the shift due to changes of relative permittivity in the air surrounding the system. For well-chosen values of the applied voltage, even tiny vapor-induced variations of that permittivity can lead to shifts of the order of several hundreds of wavelengths for  $p$ -polarized reflected light produced by a  $p$ -polarized incident beam. The estimated sensitivity of such a technique is  $1.8 \times 10^4 \mu\text{m}$  per unit of relative permittivity. On the other hand, the Goos–Hänchen shift of  $p$ -polarized reflected light produced by  $s$ -polarized incident light (and vice versa) can be enhanced up to several tens of wavelengths by controlling the magnetization direction of the magneto-electric film. In this case, the sensitivity of the technique is about  $1.6 \times 10^3 \mu\text{m}$  per unit of relative permittivity.

**Acknowledgements** This work is supported in part by the Russian Science Foundation (Project 15-19-10036), the Ministry of Education and Science of the Russian Federation (Project 14.Z50.31.0015 and State Contract No. 3.7614.2017/II220), and by École Nationale d'Ingénieurs de Brest (Grant 14MOESMOMO14).

## References

1. F. Goos, H. Hänchen, *Ann. Phys.* **436**, 333 (1947)
2. K. Artmann, *Ann. Phys.* **437**, 87 (1948)
3. K.Y. Bliokh, A. Aiello, *J. Opt.* **15**, 14001 (2013)
4. X. Wang, C. Yin, Z. Cao, *Progress in planar optical waveguides* (Springer, Berlin, 2015), pp. 163–189
5. Y. Nie, Y. Li, Z. Wu, X. Wang, W. Yuan, M. Sang, *Opt. Express* **22**, 8943 (2014)
6. J. Sun, X. Wang, C. Yin, P. Xiao, H. Li, Z. Cao, *J. Appl. Phys.* **112**, 83104 (2012)
7. T. Tang, C. Li, L. Luo, Y. Zhang, J. Li, *Appl. Phys. B* **122**, 1 (2016).
8. Z. Tahmasebi, M. Amiri, *Phys. Rev. A* **93**, 4382 (2016)
9. T. Tang, L. Luo, W. Liu, X. He, Y. Zhang: *Appl. Phys. B* **120**, 497 (2015).
10. T. Tang, J. Qin, J. Xie, L. Deng, L. Bi, *Opt. Express* **22**, 27042 (2014)
11. R. Macêdo, R.L. Stamps, T. Dumelow, *Opt. Express* **22**, 28467 (2014)
12. C. Luo, X. Dai, Y. Xiang, S. Wen, *IEEE Photonics J.* **7**, 6100310 (2015)
13. Y.S. Dadoenkova, F.F.L. Bentivegna, N.N. Dadoenkova, R.V. Petrov, I.L. Lyubchanskii, M.I. Bichurin, *J. Appl. Phys.* **119**, 203101 (2016)
14. Y.S. Dadoenkova, F.F.L. Bentivegna, N.N. Dadoenkova, R.V. Petrov, I.L. Lyubchanskii, M. I. Bichurin, *J. Phys. Conf. Ser.* **741**, 12201 (2016)
15. H. Sattari, S. Ebadollahi-Bakhtevan, M. Sahrai, *J. Appl. Phys.* **120**, 133102 (2016)
16. X. Wang, C. Yin, J. Sun, J. Gao, M. Huang, Z. Cao, *J. Opt.* **15**, 14007 (2013)
17. T. Rasing, I. Muševič, *Surfaces and interfaces of liquid crystals* (Springer, Berlin, 2004)
18. S. Isaacs, F. Placido, I. Abdulhalim, *Appl. Opt.* **53**, H91 (2014)
19. N. Goswami, A. Kar, A. Saha, *Opt. Commun.* **330**, 169 (2014)
20. H. Wang, Z. Zhou, H. Tian, Y. Pei, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **42**, 175301 (2009)
21. B.B. Krichevtsov, V.V. Pavlov, R.V. Pisarev, A.G. Selitsky, *Ferroelectrics* **161**, 65 (1993)
22. I. Abdulhalim, D. Menashe, *Liq. Cryst.* **37**, 233 (2010)
23. D.-K. Yang, S.-T. Wu, *Fundamentals of liquid crystal devices*. (Wiley, Hoboken, 2016)
24. T.H. O'Dell, *The Electrodynamics of magnetolectric media*. (North-Holland, Amsterdam, 1970)
25. K. Zvezdin, V.A. Kotov, *Modern magneto-optics and magneto-optical materials*. (Institute of Physics Publishing, Bristol, 1997)
26. P. Yeh, *Optical waves in layered media*. (Wiley, New York, 1988)
27. Y.S. Dadoenkova, F.F.L. Bentivegna, N.N. Dadoenkova, I.L. Lyubchanskii, Y.P. Lee, *J. Opt. Soc. Am. B* **33**, 393 (2016)
28. M. Fiebig, *J. Phys. D* **38**, R123 (2005)
29. T.A.F. König, P.A. Ledin, J. Kerszulis, M.A. Mahmoud, M.A. El-Sayed, J.R. Reynolds, V.V. Tsukruk, *ACS Nano* **8**, 6182 (2014)
30. K.-H. Hellwege, A.M. Hellwege *Landolt-Börnstein-Group III, Condensed Matter, Vol. 12a, Magnetic and other properties of oxides and related compounds-Part A: Garnets and Perovskites* (Springer, Berlin, 1978)
31. M. Torfeh, H. Le Gall, *Phys. Status Solidi A* **63**, 247 (1981)

## Goos-Hänchen effect and bending of spin wave beams in thin magnetic films

P. Gruszecki,<sup>1,a)</sup> J. Romero-Vivas,<sup>2</sup> Yu. S. Dadoenkova,<sup>3,4</sup> N. N. Dadoenkova,<sup>3,4</sup>  
 I. L. Lyubchanskii,<sup>3</sup> and M. Krawczyk<sup>1,b)</sup>

<sup>1</sup>*Faculty of Physics, Adam Mickiewicz University in Poznań, Umultowska 85, Poznań 61-614, Poland*

<sup>2</sup>*Department of Electronic and Computer Engineering, University of Limerick, Limerick, Ireland*

<sup>3</sup>*Donetsk Physical and Technical Institute of the National Academy of Sciences of Ukraine, 83114 Donetsk, Ukraine*

<sup>4</sup>*Ulyanovsk State University, 42 Leo Tolstoy str., 432000 Ulyanovsk, Russian Federation*

(Received 27 October 2014; accepted 4 December 2014; published online 15 December 2014)

For magnon spintronic applications, the detailed knowledge of spin wave (SW) beam dispersion, transmission (reflection) of SWs passing through (reflected from) interfaces, or borders or the scattering of SWs by inhomogeneities is crucial. These wave properties are decisive factors on the usefulness of a particular device. Here, we demonstrate, using micromagnetic simulations supported by an analytical model, that the Goos-Hänchen (GH) shift exists for SW reflecting from thin film edge and that with the effect becomes observable. We show that this effect will exist for a broad range of frequencies in the dipole-exchange range, with the magnetization degree of pinning at the film edge as the crucial parameter, whatever its nature. Moreover, we have also found that the GH effect can be accompanied or even dominating by a bending of the SW beam due to the inhomogeneity of the internal magnetic field. This inhomogeneity, created by demagnetizing field taking place at the film edge, causes gradual change of SWs refractive index. The refraction of the SW beams by the non-uniformity of the magnetic field enables the exploration of graded index magnonics and metamaterial properties for the transmission and processing of information at nanoscale. © 2014 AIP Publishing LLC. [<http://dx.doi.org/10.1063/1.4904342>]

Although the idea of giving a practical use to spin waves (SWs) has a long history,<sup>1</sup> it has recently been revived because of the improvements in fabrication technology and measurements techniques,<sup>2–8</sup> which make feasible the mastering of SWs at nanoscale.<sup>2,9</sup> This makes also possible to harness SWs for practical applications,<sup>3</sup> among others to complement existing electronic or spintronic devices with miniaturized, less energy-consuming magnonic units, which exploit advantages of non-Boolean wave-computing, reprogrammable and nonlinear properties of the magnetic structure.<sup>6,10–16</sup> For those applications, the detailed knowledge about the SW beam dispersion, transmission (reflection) of SWs passing through (reflected from) the interfaces, borders, or scattered from inhomogeneities is crucial.

Many of the properties known from optics are also present in the case of acoustic, particle waves, and also SWs. In the case of light reflection from the interface at an incidence angle close to the critical value, a lateral shift of the reflected wave takes place. This phenomenon called Goos-Hänchen (GH) effect was reported in Ref. 17. This effect becomes very important with development of the laser beams and integrated optics<sup>18</sup> and has significant impact on applications as well as for investigations of the fundamental problems in physics, of which, fiber light guiding, sensing or photon tunneling are only some examples. Similar reflected beam shifts take place also in acoustics,<sup>19</sup> electronics,<sup>20</sup> and for neutron waves.<sup>21</sup> In the 80s, it has been theoretically shown that GH shift does not exist for magnetostatic waves, i.e., SWs in the limit of negligible contribution of the exchange

interactions.<sup>22</sup> Recently, we have shown with using a semi-analytical approach that for pure exchange SWs (magnetic excitations with negligible influence of magnetostatic interactions) the GH shift exists at reflection from the interface between two semi-infinite ferromagnetic materials, whenever there is an exchange coupling between them.<sup>23</sup>

In this letter, we show with micromagnetic simulations (MSs)<sup>24</sup> supported by an analytical model that the GH shift exists for SW propagating in thin ferromagnetic film during reflection from its edge, and that with the use of state-of-the-art experimental techniques the effect can be measured. The GH shift for SWs has not been experimentally demonstrated until now. Moreover, we have also found that the GH effect can be complemented, or even enhanced in many cases, by the effect of the SW beam bending. We show that this bending is due to an inhomogeneity of the internal magnetic field which gradually varies refractive index for SWs. This finding shall have significant impact on the current research and future applications of wave beam magnonics. Moreover, we believe that this study opens a horizon in the front of graded index materials and metamaterials in the context of science and its applications for processing information at nanoscale.

First, we show propagation and reflection calculations for relatively high frequency to avoid the effect of the anisotropy in the SW dispersion relation. Here, we compare numerical results of the GH shifts with those obtained from an analytical model and show that the differences between the results are due to bending of the SW beam. Finally, we show that the effect proposed here is general and applicable also at lower frequencies. In the supplementary material,<sup>25</sup> the details of analytical and numerical calculations are presented.

<sup>a)</sup>Electronic mail: pawel.gruszecki@amu.edu.pl

<sup>b)</sup>Electronic mail: krawczyk@amu.edu.pl

We study the SW propagation in a thin ferromagnetic film in a geometry frequently used in magnonics (Fig. 1). The film has an edge at  $y=0$  and is magnetically saturated by the in-plane static magnetic field  $\mathbf{H}$  which is applied along the  $y$  axis, i.e., perpendicular to the film's edge,  $\mathbf{H} = -H\hat{y}$ . The thicknesses of the film is  $L_z = 5$  nm and this is much smaller than the lateral sizes of the film,  $L_x$  and  $L_y$  used in MS. Propagation of the SW is limited to the film plane ( $x, y$ ). Due to translational symmetry of the system along  $x$  axis and conservation of the  $x$  components of the incident and reflected wave vector ( $k_{i,x} = k_{r,x}$ ), the incidence angle is equal to the reflection angle  $\theta_i = \theta_r$ .

To calculate the GH shift, we use the stationary phase method developed for electromagnetic waves<sup>26</sup> and already used for the exchange SWs.<sup>23</sup> This method is based on the observation that the reflected beam can exhibit a phase shift relative to the phase of the incident light. If the incident SW is a wave packet of a Gaussian shape with the  $x$  component of the wavevector variation  $\Delta k_x \ll k_x$ , the reflected beam will show a shift  $\Delta X$  relatively to the point of incidence at the film edge along the  $x$  axis

$$\Delta X = -\frac{2d \tan \theta_i}{d^2 + (k \cos \theta_i)^2}, \quad (1)$$

where  $d$  is the effective pinning parameter for magnetization dynamics (see definition in the supplementary material<sup>25,27</sup>) and  $k$  is the wave number.

Pinning can have varied nature,<sup>28</sup> can come, e.g., from surface anisotropy or collective dipolar effects and  $d$  can take positive and negative values. Equation (1) was obtained from the analytical dispersion relation for SW in thin film in the limit of dominating exchange interactions (for details see the supplementary material<sup>25</sup>).

From Eq. (1), it is clear that the existence of the GH effect is determined by the value of the pinning parameter  $d$ , the sign of  $d$  determines the sign of the GH shift. The GH shift  $\Delta X$  disappears for  $d=0$  and for  $d = \pm\infty$ , which corresponds to completely free and fully fixed spins at the film edge, respectively. The dependence of the  $\Delta X$  on  $d$  is shown in Fig. 2(a) for SW at 120 GHz propagating in magnetic field

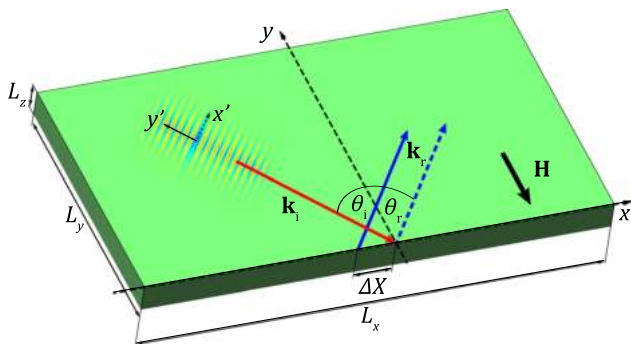


FIG. 1. The classical reflection of the SW beam (blue dashed line) and the reflection with the negative Goos-Hänchen shift  $\Delta X$  (blue solid line) of the incident beam (red solid line) from the ferromagnetic film edge. Here,  $\mathbf{k}_i$  and  $\mathbf{k}_r$  denote the wave vectors of the incident and reflected SWs,  $\theta_i$  and  $\theta_r$  are the incidence and reflection angles, respectively. Thin ferromagnetic film has saturated magnetization by the static magnetic field  $\mathbf{H}$ . Two Cartesian coordinating systems are introduced, ( $x, y, z$ ) related to the film geometry and ( $x', y', z$ ) defining the SW beam.

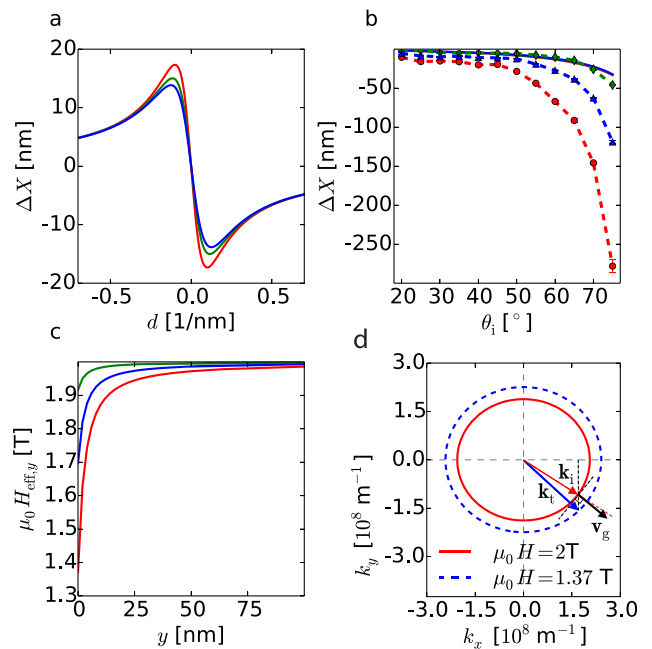


FIG. 2. (a) The GH shift of SW at 120 GHz as a function of the pinning parameter  $d$  for Co (red line), Py (blue line), and YIG (green line) thin film for  $\theta_i = 60^\circ$  obtained from Eq. (1). (b) The GH shift in dependence on  $\theta_i$ : comparison of the analytical results (overlapping solid lines) and MS (empty symbols with the error bars) for Co, Py, and YIG thin films in red, blue, and green, respectively. (c) The  $y$  component of the effective magnetic field in Co (red line), Py (blue line), and YIG (green line) films in dependence on the distance from the film edge ( $y=0$ ) obtained from the MS. (d) Isofrequency contours for Co film taken at frequency 120 GHz for two values of the magnetic field  $\mu_0 H = 2$  T (red-solid line) and  $\mu_0 H = 1.37$  T (blue-dashed line). Red arrow corresponds to  $\mathbf{k}_i$  in bulk material; black arrow is normal to the tangent of isofrequency contour and points at the direction of the SW beam propagation. Blue arrow corresponds to the refracted wave vector  $\mathbf{k}_r$  expected at the refraction of SW beam from the interface where the internal magnetic field changes, from 2 to 1.37 T.

2 T in Co, Py, and yttrium iron garnet [ $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  (YIG)] films at  $\theta_i = 60^\circ$ . Here, we used typical values of the saturation magnetization:<sup>29,30</sup>  $M_{S,\text{Co}} = 1.445 \times 10^6$  A/m,  $M_{S,\text{Py}} = 0.7 \times 10^6$  A/m, and  $M_{S,\text{YIG}} = 0.194 \times 10^6$  A/m, and exchange constants  $A_{\text{Co}} = 3.0 \times 10^{-11}$  J/m,  $A_{\text{Py}} = 1.1 \times 10^{-11}$  J/m, and  $A_{\text{YIG}} = 0.4 \times 10^{-11}$  J/m. The calculations were done for a wide stripe of the magnetic material ( $L_y = 2 \mu\text{m}$ ) with the pinning of the SW dynamics having source only due to dipole interactions.<sup>27</sup>

The GH shift as a function of the incidence angle calculated from Eq. (1) is shown in Fig. 2(b) with solid red, blue, and green lines for Co, Py, and YIG, respectively. We can see monotonous decrease of  $\Delta X$  with increasing incident angle. Very similar dependences are obtained for all materials.

To verify analytical results, we have performed MS (the details of MS are described in the supplementary material<sup>25</sup>). The numerical results are shown in Fig. 2(b) with dashed lines with symbols. The MS were limited to  $\theta_i \leq 75^\circ$ , because for the larger incidence angles the simulation area along  $x$  needs to be largely increased and this makes simulations very time consuming. From both methods, we have obtained qualitatively similar dependency  $\Delta X(\theta_i)$ . However, the GH shifts obtained in the MS are much larger than those from the analytical model and this difference increases with  $\theta_i$ . Additionally, the results obtained from Eq. (1) indicate

that the values of the GH shift for all materials are similar and tend to the same value for large  $\theta_i$ . This effect does not emerge from the MS, on the contrary, with increasing  $\theta_i$  the difference in the GH shifts between materials increases more rapidly. The largest shift is for Co and the smallest is for YIG, reaching values of  $-270$  nm and  $-50$  nm at  $\theta_i = 75^\circ$ , respectively.

What can be the origin of a significant enhancement of the GH shift found in the MS as compared to the analytical predictions? In our interpretation, the difference arises from an inhomogeneity of the effective magnetic field inside of the ferromagnetic slab which is not taken into account in the analytical model. This inhomogeneity is a result of the static demagnetizing field appearing at the edges of the ferromagnetic material where the magnetization has nonzero component normal to this edge. The demagnetizing field, being a result of non-compensated magnetic surface charges, decreases static component of the effective magnetic field  $H_{\text{eff},y}(y)$  near the edge.<sup>1</sup> In Fig. 2 (c), we show the  $H_{\text{eff},y}(y)$  for Co, Py, and YIG slabs ( $L_y = 1800$  nm and  $L_x = 4800$  nm) along the  $y$  axis. We can see that starting from  $y = 0$  and moving to the center of the film  $H_{\text{eff},y}(y)$  increases monotonously up to the value of the external magnetic field. For YIG, the field inhomogeneity is the smallest (due to the smallest  $M_S$ ) and the  $\Delta X$  is also the smallest. Conversely, it is for Co, where areas and value of the magnetic field inhomogeneity (due to large  $M_S$ ) and the value of the GH shift are largest.

Decrease of the static effective magnetic field results in a vertical shift of the dispersion curve to smaller frequencies (compare the red and blue isofrequency contours shown in Fig. 2(d) for 120 GHz). Thus, at a fixed frequency, the SW beam propagating through a media with decreasing field will change the wavelength to smaller values, and consequently, SWs beam ray will be continuously bended so that the angle of the refracted wave  $\theta_i$  is smaller than  $\theta_i$ , as schematically is shown in Fig. 3(a), where the color intensity follows the change of the internal magnetic field shown in Fig. 3(b). (Detailed mechanism of SWs bending is discussed in the supplementary material.<sup>25</sup>)

It emerges that for the SWs, the refractive index is dependent on the internal magnetic field with a minus sign, which is consistent with definitions introduced in Refs. 31–33. This effect is similar to the electromagnetic wave propagating through a medium with gradually increasing refractive

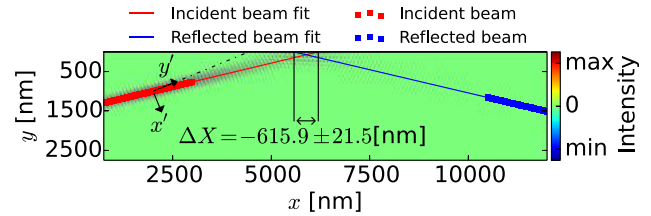


FIG. 4. Example result of the MS for SWs beam at frequency 35 GHz reflected from the edge of the Py film with incident angle  $\theta_i = 65^\circ$ . The external magnetic field  $\mu_0 H = 0.7$  T is along  $y$  axis and saturates the sample. The color map shows  $y$  component of the magnetization in the snapshot of MS at some selected time. Comparing the dashed-dotted line perpendicular to SWs wavefronts (and parallel to the wave vector of the incident beam  $\mathbf{k}_i \parallel y'$ ) and the solid red line showing a ray of the incident beam it is easy to observe strong anisotropy in the propagation of SWs. The reflected ray is shown with solid blue line; the incident and reflected ray lines are extracted from MS results according to the method described in the supplementary material<sup>25</sup> based on the solid red and blue points, respectively. The extrapolation of the rays up to the film edge indicates the negative GH shift  $\Delta X \approx -616$  nm.

index.<sup>18</sup> [In fact, we can call this as an anomalous magnonic mirage effect. In optical mirage, the refractive index decreases towards the reflection plane, for SW it will happen when the internal field is increased.] After being continuously bent due to the decrease of the refractive index [the red line in Fig. 3(a)], the incident SW beam will finally impinge on the film edge. Its position is shifted along the film edge by  $\Delta X_{\text{GHE}}$  due to the GH effect. After reflection, the SW propagates through the same region but now it senses increment of the internal magnetic field in its path. The ray bending is now in the opposite direction (blue line in Fig. 3(a)). Finally, in the far field the beam is shifted from the expected position to negative values of  $x$  by the value of  $\Delta X_{\text{total}}$ , which is much larger than  $\Delta X_{\text{GHE}}$ .

The generation of SWs at large frequencies is still a challenging task, although a number of recent investigations indicate that this can be overcome in near future.<sup>5,35</sup> To meet experimental feasibility, we have performed calculations for SW at 35 GHz for Py and YIG. We have chosen  $\mu_0 H = 0.7$  T to avoid any reorientation of the magnetization at the film edge (in Co only evanescent waves can exist at 35 GHz for field 0.7 T due to large  $M_S$ ). It is important to comment here that at low frequencies, especially for Py, the dispersion relation shows anisotropy. This effect is clearly visible in the MS results shown in Fig. 4 for SW propagating in Py film with  $\theta_i = 65^\circ$ , where the dashed black line shows the

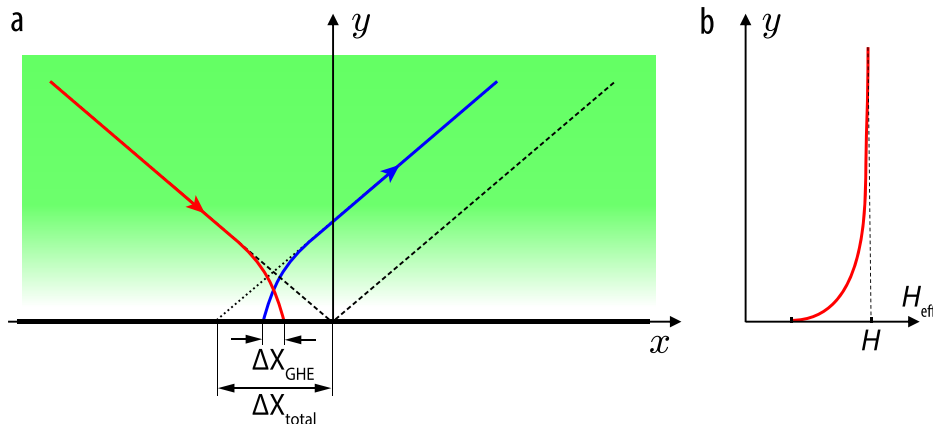


FIG. 3. (a) Schematic plot of the wave reflection from the edge in the film with homogeneous refractive index (dashed line) and from the edge with the gradually increased refractive index towards the film edge (solid line). Non-uniformity of the refractive index is represented by a gradual change in the intensity of the green background and corresponds to Fig. 3(b). (b) Effective magnetic field dependence on the distance from the interface.

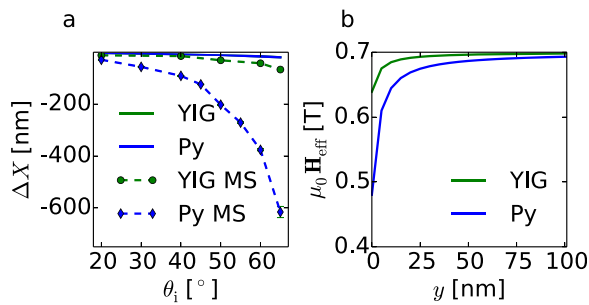


FIG. 5. (a) The GH shift in dependence on the angle of incidence for SW beam at frequency 35 GHz reflected from the edge of Py (blue lines) and YIG (green lines) film obtained from MS (dashed lines) and analytical theory (overlapping solid lines). The samples are saturated by the external magnetic field 0.7 T along the normal to the film edge. (b) The  $y$  component of the effective magnetic field in Py (blue line) and YIG (green line) thin film in dependence on the distance from the interface extracted from the MS results.

direction of  $\mathbf{k}_i$  and red solid line the direction of beam propagation. The total shift of the SW beam at reflection extracted from MS is  $-616$  nm, this is a value already being in the resolution range of microfocused Brillouin light scattering spectroscopy (limited by the diffraction limit 250 nm).<sup>36,37</sup> Furthermore, it means that for greater angles of incidence, choosing proper material and a value of the external magnetic field it will be possible to obtain greater values of the GH shift.

The shift of the beam in Py and YIG in dependence on the incidence angle for SWs at 35 GHz is shown in Fig. 5(a). The results show that for this smaller value of the frequency larger absolute values of  $\Delta X$  are obtained. Nevertheless, the shift in dependence on  $\theta_i$  shows the same quantitative behavior found previously for  $f = 120$  GHz [Fig. 2(b)]. Using MS, we have obtained again much higher values of the GH shift than from Eq. (1), especially in the case of Py. This is consistent with our previous interpretation that the inhomogeneous internal magnetic field enhances the GH shift predicted by the analytical theory. In Fig. 5(b), we show the  $y$  component of the effective magnetic field near the film edge along the  $y$  axis. We can see that because the saturation magnetization has a much larger value in Py than in YIG, the inhomogeneity of the refractive index in Py is also much larger, resulting in a stronger bending of the SW beam. Moreover, at the frequency of 35 GHz we observe that the anisotropy exposes incident angle to additional difference as compared to the propagation of SWs at high frequency (Fig. 4), which can cause the additional difference between MS and the analytical model.

Further investigation is still necessary in order to observe experimentally the GH shift. The obstacle is the lack of the collimated SWs beam source, able to propagate for sufficiently long distance. However, this can be overcome because there are various possible solutions:<sup>38–40</sup> to design of microstripe antennas, to excite by a coplanar waveguide antenna under the properly designed magnonic nanostructure,<sup>6</sup> to use nano-oscillators<sup>34</sup> or to exploit the nonlinear effects for focusing of the SW beam.<sup>41,42</sup>

We believe that apart from showing the GH shift or bending of the SW in its path through the gradual change of the internal magnetic field, our results should have an

important impact on the interpretation of experimental studies of the SW guiding in microstrips. This is because in most experiments, the guiding is investigated in multimodal ferromagnetic stripes (due to their large width as compared to the SW wavelength) saturated perpendicular to the microstripe axis. In such waveguide with increasing refractive index starting from the core of the waveguide, wave beating appears and the dispersion of the propagating beam increases. This behavior is not ideal for applications, where the opposite structure will be required, i.e., with an internal magnetic field increasing from the center to the edge of the waveguide. However, there are several possible designs of such structures, e.g., by attaching magnetic materials with larger magnetization to the edges of the stripe, regular structuralization near the edges of the stripe or by attaching the conductor along the stripe with current generating the Oersted field.

In conclusion, we have shown that the GH shift exists for SWs in the thin-film geometry; however, in the case considered here, i.e., with the external magnetic field normal to the film edge, this effect is supplemented by the SW beam bending due to inhomogeneity of the internal magnetic field and anisotropy of the SW dispersion relation. Moreover, we have shown that the SW bending is controlled by changes of the internal magnetic field, while the GH shift is controlled by pinning strength of the magnetization dynamics at the film edge. Thus, the effects of mirage and graded index waveguides can be easily realized in magnonics and tuned by external fields. Moreover, wave beam magnonics can provide a platform for the experimental investigations of metamaterials properties at nanoscale. We consider such an option advantageous because the design of graded refractive index materials at a small scale for optical waves is a big challenge as compared to the creation of an inhomogeneity of the magnetic field.

We acknowledge the financial assistance from the EC FP7/2007-2013 GA 247556 (People) NoWaPhen project and from the NCN of Poland DEC-2-12/07/E/ST3/00538. The calculations were performed in Poznan Supercomputing and Networking Center. The authors (Yu. S. D. and N. N. D.) acknowledge Ministry of Education and Science of Russian Federation (Project No. 14.Z50.31.0015).

<sup>1</sup>A. Gurevich and G. Melkov, *Magnetization Oscillations and Waves* (CRC Press, Boca Raton, 1996).

<sup>2</sup>V. V. Kruglyak, S. O. Demokritov, and D. Grundler, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **43**, 264001 (2010).

<sup>3</sup>M. Krawczyk and D. Grundler, *J. Phys.: Condens. Matter* **26**, 123202 (2014).

<sup>4</sup>V. E. Demidov, S. Urazhdin, and S. Demokritov, *Nat. Mater.* **9**, 984 (2010).

<sup>5</sup>M. Madami, S. Bonetti, G. Consolo, S. Tacchi, G. Carlotti, G. Gubbiotti, F. B. Mancoff, M. A. Yar, and J. Åkerman, *Nat. Nanotechnol.* **6**, 635 (2011).

<sup>6</sup>H. Yu, G. Duerr, R. Huber, M. Bahr, T. Schwarze, F. Brandl, and D. Grundler, *Nat. Commun.* **4**, 2702 (2013).

<sup>7</sup>A. Barman and A. Haldar, *Solid State Phys.* **65**, 1 (2014).

<sup>8</sup>S. Tacchi, G. Duerr, J. W. Klos, M. Madami, S. Neusser, G. Gubbiotti, G. Carlotti, M. Krawczyk, and D. Grundler, *Phys. Rev. Lett.* **109**, 137202 (2012).

<sup>9</sup>R. L. Stamps, S. Breitkreutz, J. Åkerman, A. V. Chumak, Y. Otani, G. E. W. Bauer, J.-U. Thiele, M. Bowen, S. A. Majetich, M. Kläui *et al.*, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **47**, 333001 (2014).



- <sup>10</sup>T. Schneider, A. A. Serga, B. Leven, B. Hillebrands, R. L. Stamps, and M. P. Kostylev, *Appl. Phys. Lett.* **92**, 022505 (2008).
- <sup>11</sup>A. Khitun, M. Bao, and K. L. Wang, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **43**, 264005 (2010).
- <sup>12</sup>F. Macia, A. D. Kent, and F. C. Hoppensteadt, *Nanotechnology* **22**, 095301 (2011).
- <sup>13</sup>Y. Kajiwara, K. Harii, S. Takahashi, J. Ohe, K. Uchida, M. Mizuguchi, H. Umezawa, H. Kawai, K. Ando, K. Takanashi, S. Maekawa, and E. Saitoh, *Nature* **464**, 262 (2010).
- <sup>14</sup>J. Topp, D. Heitmann, M. P. Kostylev, and D. Grundler, *Phys. Rev. Lett.* **104**, 207205 (2010).
- <sup>15</sup>A. Khitun, *J. Appl. Phys.* **113**, 164503 (2013).
- <sup>16</sup>A. V. Chumak, V. S. Tiberkevich, A. D. Karenowska, A. A. Serga, J. F. Gregg, A. N. Slavin, and B. Hillebrands, *Nat. Commun.* **1**, 141 (2010).
- <sup>17</sup>F. Goos and H. Hänchen, *Ann. Phys.* **436**, 333 (1947).
- <sup>18</sup>B. E. A. Saleh and M. C. Teich, *Fundamentals of Photonics*, 2nd ed. (Wiley-Interscience, 2007).
- <sup>19</sup>N. F. Declercq and E. Lamkanfi, *Appl. Phys. Lett.* **93**, 054103 (2008).
- <sup>20</sup>X. Chen, X.-J. Lu, Y. Ban, and C.-F. Li, *J. Opt.* **15**, 033001 (2013).
- <sup>21</sup>V.-O. de Haan, J. Plomp, T. M. Rekveldt, W. H. Kraan, A. A. van Well, R. M. Dalgliesh, and S. Langridge, *Phys. Rev. Lett.* **104**, 010401 (2010).
- <sup>22</sup>K. Yasumoto and Y. Oishi, *J. Appl. Phys.* **54**, 2170 (1983).
- <sup>23</sup>Yu. S. Dadoenkova, N. N. Dadoenkova, I. L. Lyubchanskii, M. L. Sokolovskyy, and J. W. Klos, *Appl. Phys. Lett.* **101**, 042404 (2012).
- <sup>24</sup>A. Vansteenkiste, J. Leliaert, M. Dvornik, M. Helsen, F. Garcia-Sanchez, and B. Van Waeyenberge, *AIP Adv.* **4**, 107133 (2014).
- <sup>25</sup>See supplementary material at <http://dx.doi.org/10.1063/1.4904342> for the details of analytical and numerical calculations.
- <sup>26</sup>K. Artmann, *Ann. Phys.* **437**, 87 (1948).
- <sup>27</sup>K. Yu. Guslienko and A. N. Slavin, *Phys. Rev. B* **72**, 014463 (2005).
- <sup>28</sup>V. V. Kruglyak, O. Yu. Gorobets, Yu. I. Gorobets, and A. N. Kuchko, *J. Phys.: Condens. Matter* **26**, 406001 (2014).
- <sup>29</sup>C. A. F. Vaz, J. A. C. Bland, and G. Lauhoff, *Rep. Prog. Phys.* **71**, 056501 (2008).
- <sup>30</sup>S. Mamica, M. Krawczyk, M. L. Sokolovskyy, and J. Romero-Vivas, *Phys. Rev. B* **86**, 144402 (2012).
- <sup>31</sup>S. A. Reshetnyak, *Phys. Solid State* **46**, 1061 (2004).
- <sup>32</sup>S.-K. Kim, S. Choi, K. S. Lee, D. S. Han, D. E. Jung, and Y. S. Choi, *Appl. Phys. Lett.* **92**, 212501 (2008).
- <sup>33</sup>H. Xi, X. Wang, Y. Zheng, and P. J. Ryan, *J. Appl. Phys.* **104**, 063921 (2008).
- <sup>34</sup>M. A. Hoefler, T. J. Silva, and M. D. Stiles, *Phys. Rev. B* **77**, 144401 (2008).
- <sup>35</sup>S. Bonetti, P. Muduli, F. Mancoff, and J. Akerman, *Appl. Phys. Lett.* **94**, 102507 (2009).
- <sup>36</sup>V. E. Demidov, S. O. Demokritov, B. Hillebrands, M. Laufenberg, and P. P. Freitas, *Appl. Phys. Lett.* **85**, 2866 (2004).
- <sup>37</sup>M. Madami, G. Gubbiotti, S. Tacchi, and G. Carlotti, *Solid State Phys.* **63**, 79 (2012).
- <sup>38</sup>T. Schneider, A. A. Serga, A. V. Chumak, C. W. Sandweg, S. Trudel, S. Wolff, M. P. Kostylev, V. S. Tiberkevich, A. N. Slavin, and B. Hillebrands, *Phys. Rev. Lett.* **104**, 197203 (2010).
- <sup>39</sup>R. Gieniusz, H. Ulrichs, V. D. Bessonov, U. Guzowska, A. I. Stognii, and A. Maziewski, *Appl. Phys. Lett.* **102**, 102409 (2013).
- <sup>40</sup>M. P. Kostylev, A. A. Serga, and B. Hillebrands, *Phys. Rev. Lett.* **106**, 134101 (2011).
- <sup>41</sup>J. W. Boyle, S. A. Nikitov, A. D. Boardman, J. G. Booth, and K. Booth, *Phys. Rev. B* **53**, 12173 (1996).
- <sup>42</sup>M. Bauer, C. Mathieu, S. O. Demokritov, B. Hillebrands, P. A. Kolodin, S. Sure, H. Dötsch, V. Grimalsky, Yu. Rapoport, and A. N. Slavin, *Phys. Rev. B* **56**, R8483(R) (1997).

## Confined states in photonic-magnonic crystals with complex unit cell

Yu. S. Dadoenkova,<sup>1,2,3</sup> N. N. Dadoenkova,<sup>1,3</sup> I. L. Lyubchanskii,<sup>3</sup> J. W. Kłos,<sup>4</sup>  
 and M. Krawczyk<sup>4</sup>

<sup>1</sup>*Ulyanovsk State University, 432000 Ulyanovsk, Russian Federation*

<sup>2</sup>*Novgorod State University, 173003 Veliky Novgorod, Russian Federation*

<sup>3</sup>*Donetsk Physical and Technical Institute of the National Academy of Sciences of Ukraine, 83114 Donetsk, Ukraine*

<sup>4</sup>*Faculty of Physics, Adam Mickiewicz University in Poznań, 61-614 Poznań, Poland*

(Received 5 July 2016; accepted 7 August 2016; published online 19 August 2016)

We have investigated multifunctional periodic structures in which electromagnetic waves and spin waves can be confined in the same areas. Such simultaneous localization of both sorts of excitations can potentially enhance the interaction between electromagnetic waves and spin waves. The system we considered has a form of one dimensional photonic-magnonic crystal with two types of magnetic layers (thicker and thinner ones) separated by sections of the dielectric photonic crystals. We focused on the electromagnetic defect modes localized in the magnetic layers (areas where spin waves can be excited) and decaying in the sections of conventional (nonmagnetic) photonic crystals. We showed how the change of relative thickness of two types of the magnetic layers can influence on the spectrum of spin waves and electromagnetic defect modes, both localized in magnetic parts of the system. *Published by AIP Publishing.* [<http://dx.doi.org/10.1063/1.4961326>]

### I. INTRODUCTION

Study of different types of excitations (electromagnetic, sound, and spin waves) in periodic magnetic structures is an object of intensive theoretical and experimental research because of their promising applications in modern photonics,<sup>1-3</sup> phononics,<sup>4-7</sup> and magnonics.<sup>8-11</sup> Recently, the complex periodic structures composed of multifunctional materials were proposed and the forbidden band gaps of different origins in corresponding frequency regimes were demonstrated. For example, the so called phoxonic crystals where photonic and phononic band gaps coexist in the same structure are discussed in Refs. 12–14. In our papers,<sup>15,16</sup> we proposed another type of complex superlattice composed of magnetic and dielectric layers which can show both photonic and magnonic band gaps simultaneously. We called these structures as photonic-magnonic crystals (PMCs) in contrast to magnetic photonic crystals<sup>1-3</sup> and magnonic crystals<sup>8-10</sup> where only photonic and only magnonic band gaps exist, respectively.

In Refs. 15 and 16, we investigated PMCs with a simple one-component magnetic periodic structure, i.e., equidistant magnetic layers spaced by the two-component finite size dielectric photonic crystal (PC). We found essential influence of the magnetic subsystem on the photonic spectra and practically unessential changes in magnonic spectra of the PMC due to existence of the dielectric PCs.<sup>15,16</sup> The principal goal of this paper is to analyze both electromagnetic wave (EMW) and spin wave (SW) spectra of the PMC with a bi-component magnetic structure which consists of two magnetic layers with different thicknesses in the unit cell. Here, we focus on the confined modes which create an opportunity for localization of both types of the excitations in the same part of the structure, which is a necessary condition for EMW and SW interactions, to be explored in future. This idea justifies the detailed studies of the confined

excitations (EMWs and SWs) in such complex structures. In the presented paper, we perform two separate theoretical studies concerning: (i) the investigations of the photonic modes localized in the magnetic layers surrounded by Bragg mirrors in the form of the dielectric PCs and (ii) the calculations of the SW spectra naturally confined to the magnetic layers separated by dielectric spacers, being the sections of the PC. We show that the difference in thicknesses of the magnetic layers influences on the spectrum of the photonic modes localized in each type of the magnetic layer. For the appropriate selection of the frequency, we can adjust the thicknesses of layers to get the simultaneous localization of the EMWs in both sorts of magnetic layers and to enhance the transmission of the EMWs through the finite PMC. We also show how such structural changes affect the SW spectrum, which can be additionally tuned by the static magnetic field. Finally, we discuss in general terms the possibility for interactions between EMWs and SWs in the photonic-magnonic structure.

The paper is organized as follows. In Section II, we present the geometry of the bi-component photonic-magnonic structure. Sections III and IV show results of the numerical calculations of photonic and magnonic spectra, respectively, depending on the thicknesses of magnetic layers. In Section V, the Conclusions, we summarize the obtained results and discuss the next problems about the interaction of photonic and magnonic excitations in PMCs which need to be solved.

### II. PHOTONIC-MAGNONIC STRUCTURE

We investigate the 1D periodic structure consisting of magnetic layers of yttrium-iron garnet (YIG)  $Y_3Fe_5O_{12}$ , separated by non-magnetic dielectric spacers in the form of nonmagnetic dielectric PCs composed of alternating layers of titanium oxide ( $TiO_2$ ) and silicon oxide ( $SiO_2$ ), i.e.,

$(\text{TiO}_2/\text{SiO}_2)^3\text{TiO}_2$ , as shown in Fig. 1. All these materials are transparent in the near infrared regime and damping of the EMWs can be neglected. Crystals of YIG possess the optical and magneto-optical properties in near-infrared (transparency, low EMW's absorption) and magnetic properties in microwave (very low damping) regimes which makes the material widely used in photonics<sup>17</sup> and magnonics,<sup>18</sup> respectively, in fabrication of various devices working with EMWs and SWs. The YIG films are growing successfully in the  $\text{SiO}_2$  substrates<sup>19</sup> and the multilayered systems containing Bi-substituted YIG in combination with dielectric PC Bragg mirrors on the base of  $(\text{SiO}_2/\text{TiO}_2)$  unit cell are recently fabricated and studied.<sup>20,21</sup>

The YIG layers are magnetically saturated along the in-plane external field  $\mathbf{H}_0$  parallel to the  $x$ -axis. The thicknesses of  $\text{TiO}_2$  and  $\text{SiO}_2$  layers are  $d_1$  and  $d_2$ , respectively, with  $d = d_1 + d_2$  being the period of the dielectric PC, and the total thickness of the nonmagnetic spacers is  $d_d = 3d + d_1$ . The magnetic YIG layers with thicknesses  $D_1$  and  $D_2$  alternate through the composite structure. Combination of YIG layers and nonmagnetic composite structure thus forms a double-periodic system or a PMC with the supercell period  $D = D_1 + D_2 + 2d_d$ . Such a structure can act as a magnonic crystal for the SWs and as a PC for EMWs.<sup>15,16</sup> The number of the supercells is fixed to 7, and we assume that the YIG layers of thickness  $D_1$  are located on both left and right sides of the PMC. Thus, the PMC under consideration overall contains 15 magnetic layers and 14 dielectric PC spacers.

For the numerical calculations, we choose the thicknesses of the dielectric PCs to be equal  $d_d = 1.9 \mu\text{m}$ , with  $\text{TiO}_2$  and  $\text{SiO}_2$  layers of  $d_1 = 0.224 \mu\text{m}$  and  $d_2 = 0.335 \mu\text{m}$ , respectively. The thickness of the dielectric spacer is chosen to be, on the one hand, wide enough to fabricate a PC, and, on the other hand, narrow enough to provide efficient interaction between the SWs in different magnetic layers. Such a choice of the thicknesses of the PC's constituents,  $d_1$  and  $d_2$ , results in the formation of the photonic band gap (PBG) in the near infrared regime. We vary the thicknesses of YIG layers, starting with  $D_1 = D_2 = D_0 = 7 \mu\text{m}$  and keeping the total thickness of the supercell fixed as  $D = 17.8 \mu\text{m}$ . Thus, the thicknesses of YIG layers are  $D_1 = D_0 \pm \Delta D$  and

$D_2 = D_0 \mp \Delta D$ , where  $\Delta D > 0$  is the deviation of YIG layer thickness from the nominal value  $D_0$ . In general, we will consider the PMC, where the first YIG layer thickness is decreasing,  $D_1 = D_0 - \Delta D$ , thus, it is smaller than the thickness of the next YIG layer  $D_2 = D_0 + \Delta D$ , which is increasing, i.e.,  $D_1 < D_2$ .

### III. DEFECT MODES IN PHOTONIC BAND GAP

We consider  $s$ - and  $p$ -polarized EMWs impinging the right surface of the PMC from vacuum at an incidence angle  $\theta$  (with respect to the normal to the interfaces) as illustrated in Fig. 1. The  $(xz)$  plane is the incidence plane, and the  $z$ -axis is perpendicular to the PMC layers. We use the transfer matrix method to calculate the transmittivity spectra of the finite PMC, as well as to obtain dispersion relation of the corresponding infinite structure. The calculation procedure of the transfer matrix method for the PMC with equivalent magnetic layers is presented in detail in Refs. 15 and 16. In contrast to the system studied in Refs. 15 and 16, in the present paper, we deal with the PMC structure with the supercell twice larger, which contains two magnetic layers and two dielectric PC spacers. The transfer matrices for the PMC under consideration corresponding to one supercell have the following form:

$$\hat{T} = \hat{E}_{D1} \hat{T}_d \hat{E}_{D2} \hat{T}_d, \quad (1)$$

with  $\hat{T}_d$  being the transfer matrix connecting field magnitudes at the boundaries of the magnetic layers separated by one PMC period

$$\hat{T}_d = \hat{S}_{m1} \hat{E}_{d1} (\hat{T}_0)^3 \hat{S}_{1m}, \quad (2)$$

where the transfer matrix of the dielectric PC subperiod  $\hat{T}_0$  is given by Eq. (13) in Ref. 15. The transfer matrix  $\hat{T}_{tot}$  which connects the field magnitudes of the EMW at the right and left surfaces of the PMC can be written as

$$\hat{T}_{tot} = \hat{A}_m \hat{T}^M \hat{E}_{D1} \hat{S}_{m0}. \quad (3)$$

The phase incursion matrices  $\hat{E}_{D1}$  and  $\hat{E}_{D2}$  of the magnetic layers  $D_1$  and  $D_2$  are

$$\hat{E}_{D1,2} = \text{diag}[e^{k_{z,m}^{(+)} D_{1,2}}, e^{-k_{z,m}^{(+)} D_{1,2}}, e^{k_{z,m}^{(-)} D_{1,2}}, e^{-k_{z,m}^{(-)} D_{1,2}}]. \quad (4)$$

The matrices  $S_{m1}$ ,  $S_{1m}$ , and  $S_{m0}$  are given in Refs. 15 and 16, and  $k_{z,m}^{(\pm)}$  is the  $z$ -component of the EMW wave vector in a magnetic layer, where the subscripts  $(\pm)$  denote two different normal EMWs in the magnetic layers (see Eq. (17) in Ref. 15). For the sake of simplicity, in this paper, we skip the details of analytical description which is given in Refs. 15 and 16 and focus on the results of the numerical calculations.

We calculated the transmittivity spectra and dispersion relations of the PMC in the wavelength range from  $1.3 \mu\text{m}$  till  $3.1 \mu\text{m}$ , where the dielectric materials  $\text{TiO}_2$  and  $\text{SiO}_2$ , as well as magnetic YIG, are transparent and the damping of the EMWs can be neglected. In the numerical analysis, we use optical and magneto-optical parameters of the materials ( $\text{TiO}_2$ ,  $\text{SiO}_2$ , and YIG) taken from Ref. 15.

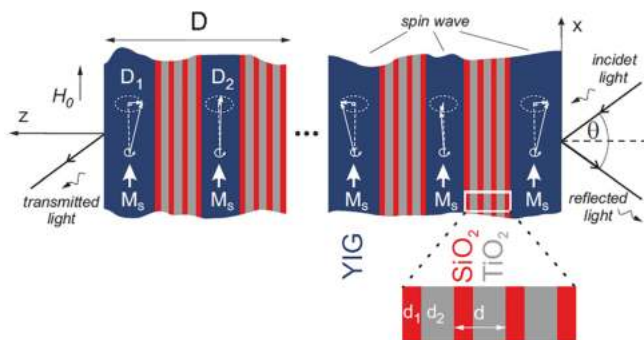


FIG. 1. Schematic of the 1D PMC. The supercell of the period  $D = 17.8 \mu\text{m}$  consists of two magnetic layers (YIG) of different thicknesses  $D_1$  and  $D_2$  and two insets of dielectric PC structure  $(\text{TiO}_2/\text{SiO}_2)^3\text{TiO}_2$ . The whole structure consists of 7 supercells and an additional YIG layer  $D_1$ . The YIG layers are magnetically saturated along the in-plane external magnetic field  $\mathbf{H}_0$  parallel to the  $x$ -axis.

First, in Fig. 2(a), we present the logarithm of the transmitted light intensity  $I_{out}$  normalized by the intensity of the incident  $s$ -polarized light  $I_{in}^{(s)}$  [ $\lg T_s = \lg(I_{out}/I_{in}^{(s)})$ ] as a function of the incidence angle  $\theta$  and reduced angular frequency  $\omega d/(2\pi c)$ , where  $c$  is the speed of light in a vacuum, in the absence of deviation of the YIG layer thickness ( $\Delta D = 0$ ), i.e., when all the thicknesses of magnetic layers are equal to  $D_0$ . The PBG of such a PMC contains several equidistant stripes of high transmittivity value (close to unity) which we called inside-PBG modes,<sup>15,16</sup> as they are of the same origin as defect modes of the PCs with defect layers. It has been shown that these modes appear due to the presence of the magnetic layers, while the positions of the PBG edges are defined by the composite structure of the nonmagnetic PC spacers.<sup>15,16</sup>

The behavior of these inside-PBG-modes is different depending on the incident light polarization. The evolution of spectra  $\lg T_s$  with  $\theta$  for different values of YIG layer thickness deviation  $\Delta D = 1.5, 3.5,$  and  $7 \mu\text{m}$  is presented in Figs. 2(b)–2(d), respectively. First, the increase of  $\Delta D$  leads to an increase of the defect mode number [compare Figs. 2(b)–2(d)], but some defect modes are more spectrally wide than others. For  $\Delta D = 1.5 \mu\text{m}$ , these four “wide” defect modes are almost equidistant. Further increase of  $\Delta D$  destroys this equidistance. At the same time, spectrally wider defect modes show tendency to split, as one can see in Fig. 2(c), where  $\Delta D = 3.5 \mu\text{m}$ , i.e.,  $D_1 = 3D_2$ .

The limiting case of collapse of one of the YIG layers in the supercell, when  $\Delta D = 7 \mu\text{m}$ , is illustrated in Fig. 2(d) for  $s$ -polarized light. In this case, the PMC consists of the YIG layers of thickness  $2D_0$  separated by two nonmagnetic PCs

placed together and this new dielectric spacer is the PC with doubled  $\text{TiO}_2$  layer as a dielectric defect, so that the total thickness of the dielectric spacers is  $2d_d$ . It is worth mentioning that for  $\Delta D = 7 \mu\text{m}$ , the right and left sides of the PMC are the nonmagnetic composite structures, and the total numbers of magnetic layers and nonmagnetic spacers are 8 and 7, respectively, and the latter forms both left and right surfaces of the structure. The defect modes in spectra of such limiting PMCs appear equidistantly in the PBGs, but at its centers the wide defect modes localize, as shown in Fig. 2(d).

The similar results [ $\lg T_p = \lg(I_{out}/I_{in}^{(p)})$  vs  $\omega d/(2\pi c)$ ] for  $p$ -polarized incident light are presented in Figs. 2(e)–2(h). The transmittivity spectra of the PMC demonstrate the same tendencies, as for  $s$ -polarized light, except the defect modes become wider with increase of the incidence angle. It should be noted that the spectra of  $s$ - and  $p$ -polarized light are equal at normal incidence. For all considered PMCs for both  $s$ - and  $p$ -polarized incident light, the increase of the incidence angle leads to a shift of the PBG edges and inside-PBG modes to higher frequencies, in the similar way as it was shown in Refs. 14 and 15. Comparing Figs. 2(a)–2(d) and 2(e)–2(f) for the corresponding values of  $\Delta D$ , one can see the difference in behavior of the spectra in the cases of  $s$ - and  $p$ -polarized input light. The output light intensity  $I_{out}$  decreases with the increase of  $\theta$  for  $s$ -polarized incident light, while in the case of  $p$ -polarized incident light the value of  $I_{out}$  increases. We note that similar dependence was obtained in Refs. 22 and 23 for the defect mode of the dielectric PC with complex superconducting defect layers.

As it has been mentioned above, the PBGs of the structure under consideration are formed by the dielectric PCs.

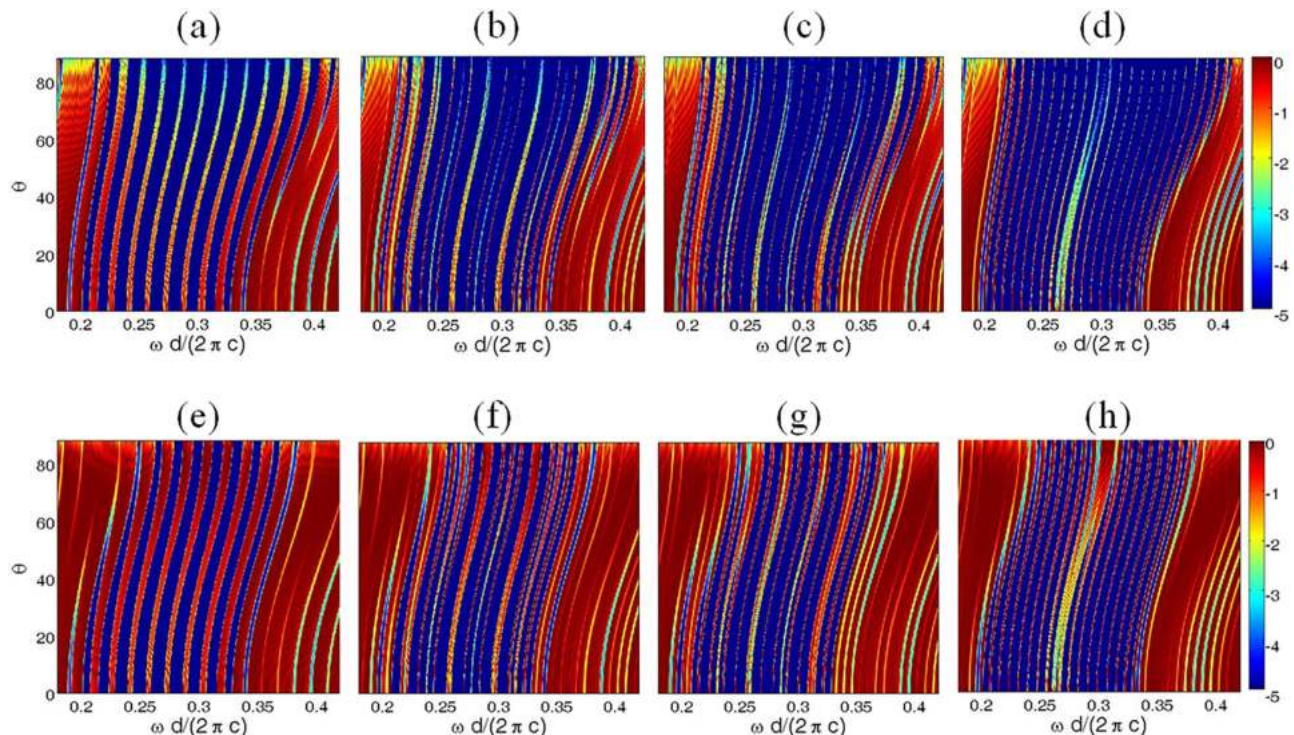


FIG. 2. Transmittivity spectra evolution (in semi-logarithmic scale) with the incidence angle  $\theta$  for  $s$ -polarized (a)–(d) and  $p$ -polarized (e)–(h) incident light for different values of YIG layer thickness deviation  $\Delta D = 0$  (a) and (e);  $\Delta D = 1.5 \mu\text{m}$  (b) and (f);  $\Delta D = 3.5 \mu\text{m}$  (c) and (g); and  $\Delta D = 7 \mu\text{m}$  (d) and (h). The color shows the value of  $\lg T_{s,p}$ .

Figures 3(a) and 3(b) show the transmittivity spectra of  $s$ - and  $p$ -polarized EMWs, respectively, for the structure in the limiting case without any magnetic layers, i.e., when  $D_1 = D_2 = 0$  and thus the structure represents the PC of the structure  $[(\text{TiO}_2/\text{SiO}_2)^3\text{TiO}_2]^{14}$  with 13 defect layers formed by the  $\text{TiO}_2$  layer of the double thickness.

For both polarizations of the incident light, the single wide defect mode is present in the center of the PBG. This mode demonstrates a fine structure, as one can see in Fig. 3(c), and the number of the sub-peaks equals to the number of the double- $\text{TiO}_2$  defects. In other words, in purely dielectric PC with periodically distributed defect layers, inside of PBG we obtain the wide transmission peak of the defect mode with a fine structure of sub-peaks. This fine structure results from the overlapping of the EMWs localized in the individual defects. As follows from Figs. 2 and 3, the presence of the periodically placed magnetic layers induces the sequence of the PBG defect modes localized inside of the wide YIG layers and cancels the PBG defect modes localized initially in the double  $\text{TiO}_2$  layers (some remaining of such modes we can also find in the limit  $\Delta D \rightarrow 7 \mu\text{m}$ , where one type of the magnetic layer disappears [see Figs. 2(d) and 2(h)]). The similar splitting of the transmission peaks for the PBG defect modes localized in YIG is also observed, but it is barely visible due to much larger supercell period  $D$  (the supercell contains wide magnetic layers) and weaker overlapping of the EMWs.

We can distinguish yet another possible PMC structure based on the same sub-layers. Apart from the first type PMC discussed above, which begins with a thinner magnetic layer ( $D_1 < D_2$ ), we can define also the second type PMC, where the thickness of the first YIG layer is increasing ( $D_1 = D_0 + \Delta D$ ) with respective decrease of the next YIG layer thickness ( $D_2 = D_0 - \Delta D$ ), so that  $D_1 > D_2$ . The transmission spectra of both types of structures are quite similar. Therefore, in Fig. 2, we present only the results for the PMC beginning with a thinner YIG layer. However, the case when  $\Delta D = 7 \mu\text{m}$  ( $D_1 = 0$  or  $D_2 = 0$ ) requires special attention because of the defect mode localized in double  $\text{TiO}_2$ . The complex structure of the wide peak of this mode (appearing in the center of the PBG) is noticeably different for both types of the PMC structures with  $D_1 = 0$  or  $D_2 = 0$  as can be seen in Fig. 4.

For  $s$ -polarized incident light, the central defect mode consists of two branches, which merge in the vicinity of  $\theta = 35^\circ$  and split again at the  $\theta \approx 45^\circ$ , as shown in Figs. 4(a) and 4(b) for the PMCs with  $D_1 = 0$  and  $D_2 = 0$ , respectively. The behavior of these defect modes essentially depends on the structure of the PMC, especially after splitting. The high-frequency branch of the defect mode of the PMC with  $D_2 = 0$  and  $D_1 = 14 \mu\text{m}$  remains wide and of high-intensity until grazing incidence, while the corresponding branch for the PMC with  $D_1 = 0$  and  $D_2 = 14 \mu\text{m}$  almost vanishes at high incidence angles [compare Figs. 4(a) and 4(b)]. In the case of  $p$ -polarized incident light, the branches of the central modes also merge and then slightly split at the same incidence angles, as in the case of  $s$ -polarized light, but the high-frequency branch merges with another defect mode at  $\theta \approx 65^\circ$  [see Figs. 4(c) and 4(d)]. The splitting of the central mode at low incidence angles is more pronounced in the case of the PMC with  $D_2 = 0$  rather than in the PMC with  $D_1 = 0$ , as follows from Figs. 4(c) and 4(d). At the same time, each of these defect modes has a fine structure, as shown in Fig. 4(e) for normal incidence. The fine structure of the defect modes of the PMC with  $D_1 = 0$  is more pronounced than one of the PMC with  $D_2 = 0$ , as follows from comparison of the red and blue lines in Fig. 4(e). In Refs. 15 and 16, it has been shown that the fine structure of the inside-PBG modes is caused by the magnetic layers, and the number of the sub-peaks of a single mode is connected with the number of YIG layers. In the system under consideration, the fine structure is more complicated because of mutual influence of the thin and thick magnetic layers. The intensities of the defect modes for any value of the YIG layer thickness deviation  $\Delta D$ , however, remain larger in the case of the PMC with  $D_2 = 0$  rather than in the PMC with  $D_1 = 0$ , as follows from the comparison of Figs. 4(a), 4(c) and 4(b), 4(d).

The evolution of the PBG spectrum with reduced deviation of the YIG layer thickness,  $\lg(T)$  as a function of  $\omega d/(2\pi c)$  and  $\Delta D/D_0$ , is shown in Fig. 5. The transmittivity demonstrates quasi-periodical dependence on  $\Delta D/D_0$ , with the period of about  $0.08D_0$  or  $0.56 \mu\text{m}$ , which slightly changes with the frequency. The branches of the defect modes of higher and lower intensities alternate in the opposite order for the PMCs, which begin with thicker and thinner magnetic layers, as one can see comparing the insets in Fig. 5.

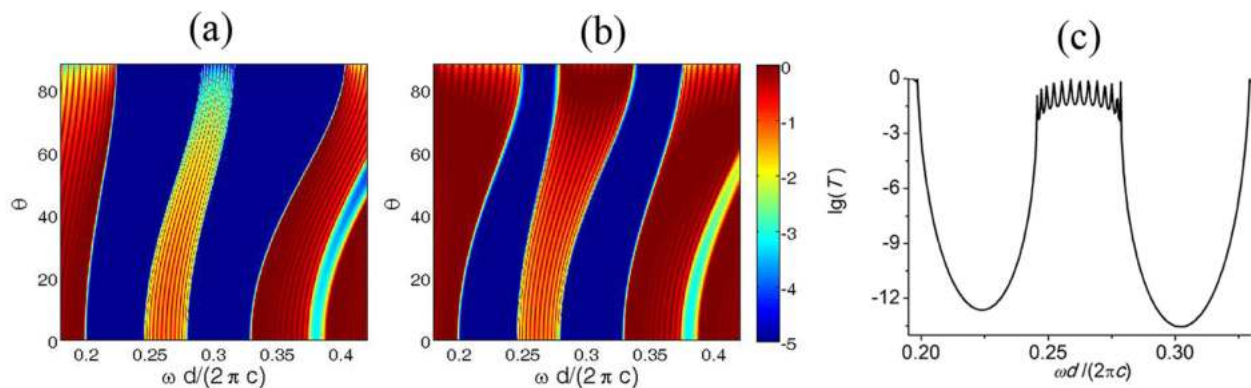


FIG. 3. Transmittivity spectra evolution (in semi-logarithmic scale) with the incidence angle  $\theta$  for  $s$ -polarized (a) and  $p$ -polarized (b) incident light for the PC without magnetic layers but with the dielectric defects formed by the  $\text{TiO}_2$  of the double thickness. The color shows the value of  $\lg T_{s,p}$ . (c) Cross-sections of (a) and (b) at normal incidence.

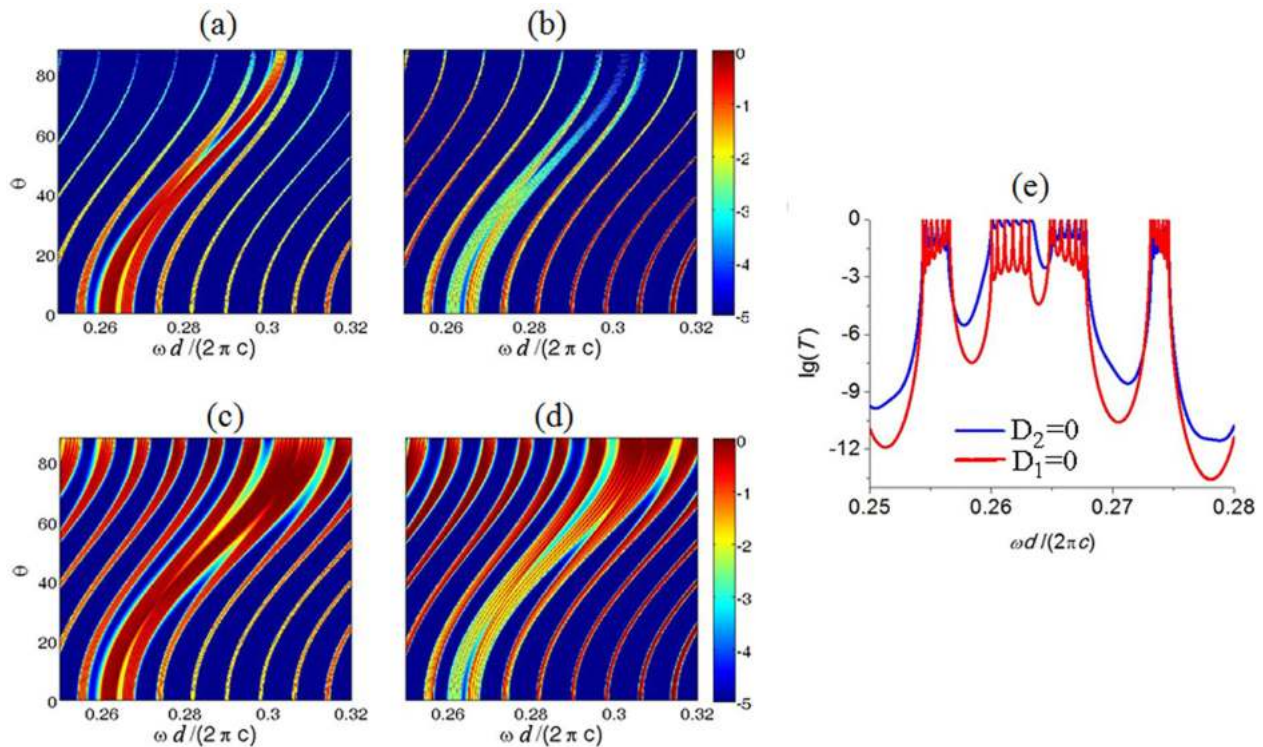


FIG. 4. Central modes in the PBG in the transmittivity spectra (in semi-logarithmic scale) of the PMCs where one of the magnetic layers disappears:  $D_2 = 0$ ,  $D_1 = 14 \mu\text{m}$  (a) and  $D_1 = 0$ ,  $D_2 = 14 \mu\text{m}$  (b) for  $s$ -polarized incident light, and (c) and (d), respectively, for  $p$ -polarized incident light. The color shows the value of  $\lg(T_{s,p})$ . (e) Transmittivity spectra in semi-logarithmic scale at normal incidence for the PMCs with  $D_1 = 0$ ,  $D_2 = 14 \mu\text{m}$  and  $D_2 = 0$  and  $D_1 = 14 \mu\text{m}$  (red and blue lines, respectively).

In order to explain such dependence of the transmittivity on  $\Delta D$ , in Figs. 6(a) and 6(b), we plot the transmittivity evolution with  $\Delta D/D_0$  for a single magnetic layer with decreasing and increasing thicknesses, respectively. The decrease of YIG layer thickness produces a set of lines going up with increase of frequency. On the contrary, the increase of  $\Delta D$  gives a set of lines going down with the frequency increase. Combinations of these two contributions, which take place in the unit supercell and the PMC, are illustrated in Figs. 6(c) and 6(d), respectively. Thus, there are two types of the defect modes in the PBG of the PMC with two magnetic layers of different thicknesses in the supercell: one of them is caused by increase of one YIG layer thickness in the supercell and another one is due to its decrease. However,

from the transmittivity spectrum of the given PMC, it is impossible to define, which inside-PBG mode corresponds to increase or decrease of YIG layer thickness.

Dispersion of the PMC in the limiting case of infinite number of supercells is illustrated in Figs. 7(a)–7(c) for  $\Delta D = 0, 3.5$ , and  $7 \mu\text{m}$ , respectively. Here,  $k_{x,m}$  is the  $x$ -component of the wave vector of the EMW in a magnetic layer, and yellow areas show the transparency bands of the PMC. In this limit, the difference between the PMCs beginning with thinner and thicker magnetic layers vanishes. The inside-PBG modes demonstrate no fine structure, as for an infinite structure the number of YIG layers, which is responsible for splitting of the defect mode, tends to infinity and all sub-peaks merge. Positions of the inside-PBG modes in the spectrum of the

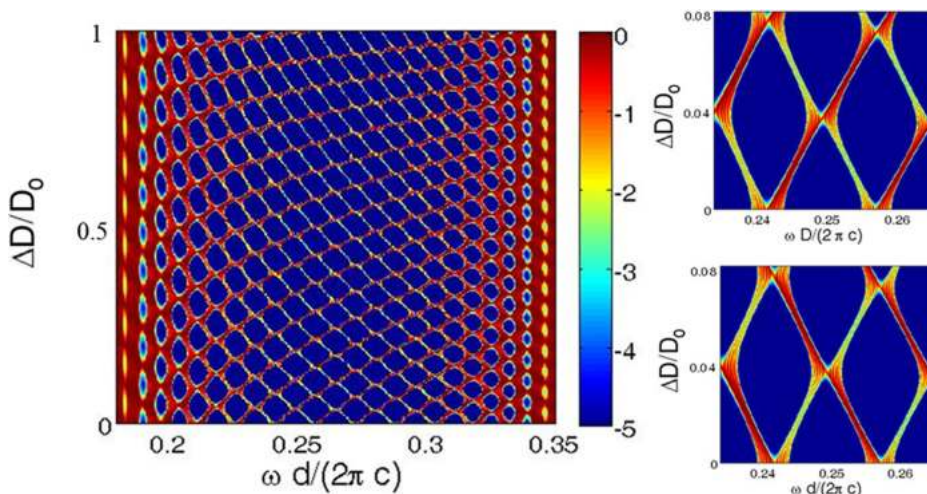


FIG. 5. Evolution of the PBG specter with reduced YIG layer thickness deviation  $\Delta D/D_0$  for normal incidence of light. The upper and lower insets show four inside-PBG modes in the transmittivity spectra of the PMC beginning with thinner ( $D_1 < D_2$ ) and thicker ( $D_1 > D_2$ ) magnetic layers, respectively, within one period. The color shows the value of  $\lg(T)$ .

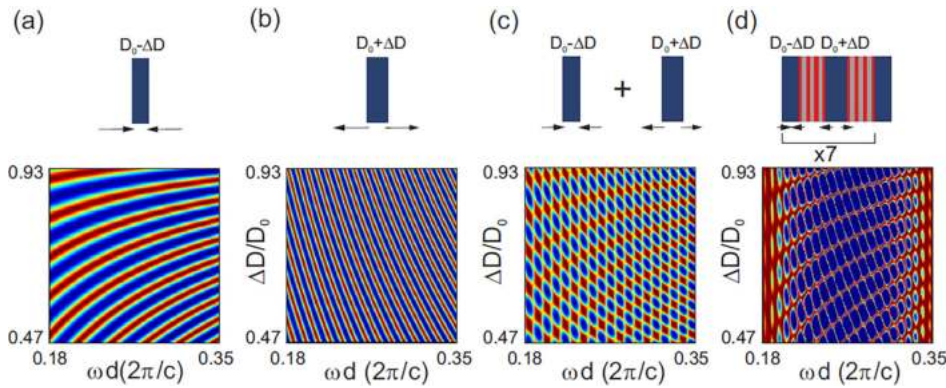


FIG. 6. The transmission of *s*-polarized light through the single YIG layer as a function of  $\Delta D/D_0$  for the normal incidence with (a) decreasing or (b) increasing initial thickness  $D_0 = 7 \mu\text{m}$  and (c) the contributions of increasing and decreasing thicknesses of two YIG layers. (d) The transmission spectrum of the PMC with 7 superperiods.

infinite PMC remain the same, as in spectra of the finite PMCs beginning with thinner and thicker magnetic layers, as follows from the comparison of the left and right insets in Fig. 7. The left inset shows two defect modes in the center of the PMC with  $\Delta D = 3.49 \mu\text{m}$  and  $\Delta D = 3.50 \mu\text{m}$  (dashed red and dotted blue lines, respectively).

The right inset illustrates the color map of transmittivity spectrum of the PMC with  $D_1 < D_2$  as a function of  $\Delta D$ . Here, the intersection of the solid red and solid blue lines with the central defect mode corresponds to the similar lines in dispersion of the infinite PMC shown in the left inset. One can see that in both the infinite PMC and finite PMC with  $D_1 < D_2$ , two defect modes merge when  $\Delta D = 3.49 \mu\text{m}$ , while at  $\Delta D = 3.50 \mu\text{m}$  these modes already split. Moreover, taking into account Fig. 6 and the right inset in Fig. 7, it is possible to define that the low-frequency branch of the split defect mode is caused by thickening of YIG layers, and, on

the contrary, the high-frequency branch appears due to shrinking of YIG layers.

#### IV. SPIN WAVES IN PHOTONIC-MAGNONIC STRUCTURE

For SWs, the sections of the dielectric PCs are just homogenous non-magnetic slabs and the whole structure can be perceived as a periodic repetition of thin and thick magnetic layers separated by the spacers of constant thickness. The SWs as the magnetic excitations are confined only in the magnetic part of the structure. Therefore, they can coexist in the same spatial areas (magnetic layers) with electromagnetic defect modes discussed in Section III.

The non-magnetic spacers break the exchange interaction between the magnetic layers. The coupling between SWs in successive layers is then ensured by dipolar

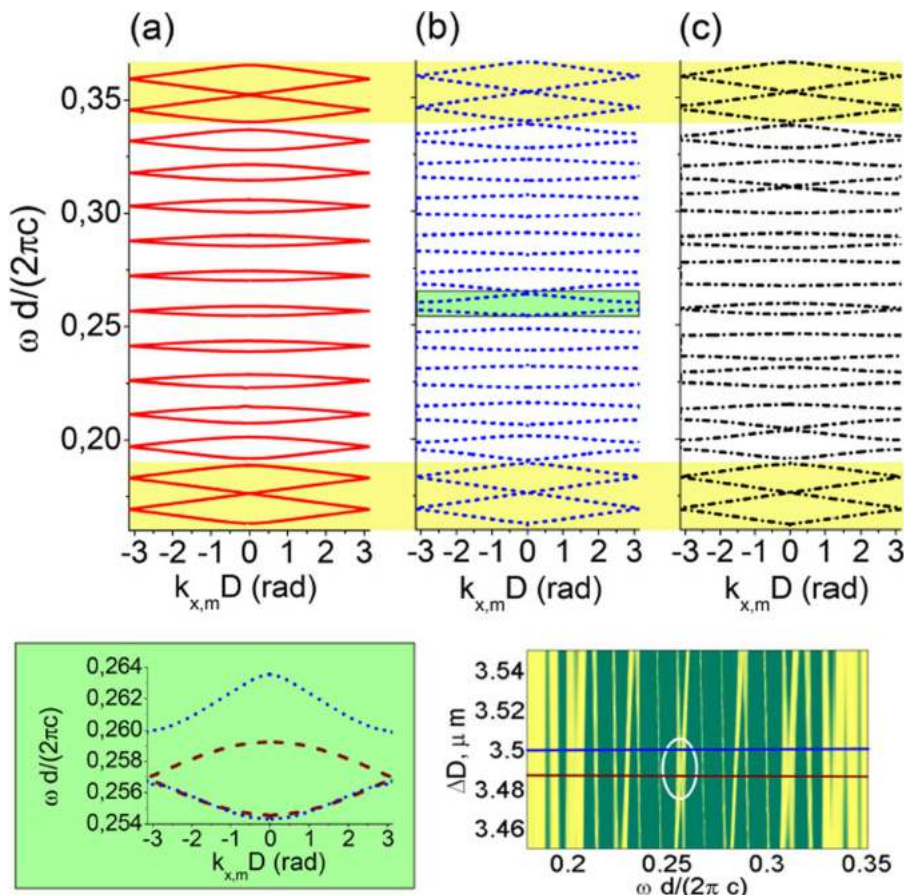


FIG. 7. Transmittivity spectra of the infinite PMC for different values of YIG layer thickness deviation: (a)  $\Delta D = 0 \mu\text{m}$ ; (b)  $\Delta D = 3.5 \mu\text{m}$ ; and (c)  $\Delta D = 7 \mu\text{m}$ . Left inset: central defect modes for  $\Delta D = 3.50$  and  $3.49 \mu\text{m}$  (dotted blue and dashed red lines, respectively). Right inset: defect modes in the vicinity of  $\Delta D = 3.5 \mu\text{m}$ .

interaction. For in-plane magnetized films, the dynamical demagnetizing field can couple the spin precession in successive layers only if the SWs have the wave vector component which is tangential to the interface.<sup>1</sup> It means that in this geometry and for such magnetic configuration, the SWs cannot propagate from the layer to layer at normal incidence. The dispersion of SWs (i.e., non-zero group velocity) is observed only for oblique direction of propagation.

The considered system thus can be treated as a sequence of weakly coupled magnetic cavities of two types (being wider and narrower layers), placed alternatively. The change of the thicknesses of these layers allows observing the transition between the single and complex (double) base systems with the period of the structure  $D$  remaining unchanged. To calculate the SW dispersion in this periodic system, we used the plane wave method described in Ref. 15. The method allows us to find the spectrum of eigenfrequencies for Landau-Lifshitz equation

$$\frac{\partial \mathbf{M}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = \gamma \mu_0 \mathbf{M}(\mathbf{r}, t) \times \mathbf{H}_{\text{eff}}(\mathbf{r}, t), \quad (5)$$

which describes the dynamics of the magnetization  $\mathbf{M}$  in effective magnetic field  $\mathbf{H}_{\text{eff}}$ . Equation (5) was linearized and transformed by Fourier expansion to obtain the eigenvalue problem in the frequency and wave vector space, which was solved for a given value of the wave vector  $\mathbf{k}_{\text{SW}}$ .<sup>15</sup> In our calculations, we fixed the tangential component of the wave vector  $k_{\text{SW},x}$  and varied its out-of-plane component in the whole first Brillouin zone. We include both the dynamical exchange and the dipolar interactions by adding the appropriate terms to the effective magnetic field.<sup>15</sup> In numerical analysis, we use magnetic parameters of YIG taken from Ref. 15.

For  $\Delta D = 0$ , both types of layers have the same thickness, and the system has an actual period equal to  $D/2$ —i.e., with one section of the PC and one magnetic layer. The dispersion relation for this structure plotted in the Brillouin zone for period  $D$  will be artificially folded at  $k_{\text{SW},z} = \pm \pi/D$  [see red dotted lines in Figs. 8(a)–8(c)]. At these points, the dispersion curves have self-crossings.

By change of the relative thickness of two types of the magnetic layers, we can open magnonic gaps at  $k_{\text{SW},z} = \pm \pi/D$  [see the crossings which develop into the first and third gaps marked by G1 and G3 in Figs. 8(b) and 8(c)]. For increasing  $\Delta D$ , these new gaps (at the frequencies of about 8 and 9.5 GHz) become initially wider [see Fig. 8(d)]. The width of the first gap significantly increases almost monotonically, then starts to saturate, and slightly decreases for the limiting case when one type of the magnetic layer disappears ( $\Delta D$  approaches  $7 \mu\text{m}$  and  $D_1 = 0$ ). The width of the third gap significantly decreases for larger  $\Delta D$ , reaches zero, and then increases again.

The evolution of the width of the magnonic gap already existing for  $\Delta D = 0$  can be observed in detail in Figs. 8(b) and 8(d). The second and the fourth gaps (G2 and G4) start to shrink with the increase of  $\Delta D$  and are almost closed for  $\Delta D = 3.5 \mu\text{m}$  and  $1.725 \mu\text{m}$ , respectively. This corresponds to the case when  $D_1$  and  $D_2$  are reduced and extended

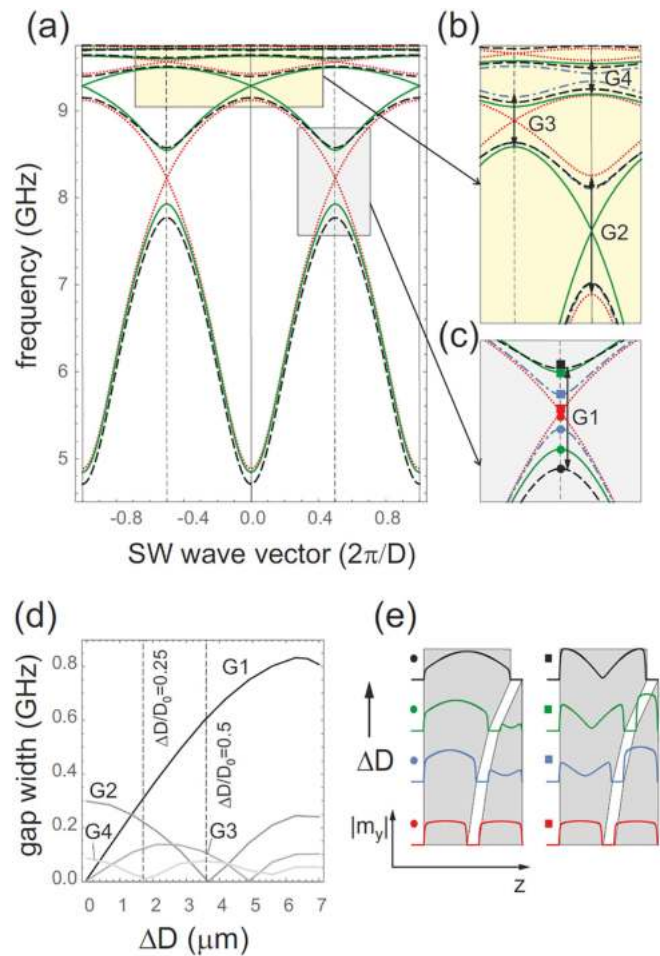


FIG. 8. (a)–(c) Dispersion relation for SWs in the considered PMC composed of the sequence of in-plane magnetic layers of thicknesses  $D_1 = D_0 - \Delta D$ ,  $D_2 = D_0 + \Delta D$  placed alternatively and separated by non-magnetic spacers (see Fig. 1). The red-dotted, blue-dotted-dashed, green-solid, and black-dashed lines correspond to  $\Delta D = 0, 1.5, 3.5,$  and  $7 \mu\text{m}$ , respectively. The magnified insets (b) and (c) show the regions of four lowest magnonic gaps G1, G2, G3, and G4. The changes of the width of these gaps in dependence on  $\Delta D$  are shown in (d). The amplitude of the in-plane component ( $y$ -component) of the SWs in a supercell varies in dependence on the relative thickness of both types of the magnetic layers. The profiles of modes above and below the first magnonic gap are shown in (e). The dispersion of SW's propagation in the  $z$ -direction (from layer to layer) is calculated for the fixed value of the in-plane component of wave vector  $k_{\text{SW},x} = 0.4\pi/D$  and for the external magnetic field 10 mT applied in-plane (along the  $x$ -direction).

by 50% and 25%, respectively. The further increase of  $\Delta D$  makes these gaps wider again.

The interesting issue, which can be important for strength of the magneto-optical interaction, is the distribution of SW's amplitude between the two types of the magnetic layers. We investigated the changes of the SWs profiles at the edges of the first magnonic band in dependence on the difference in thicknesses between the two magnetic layers  $\Delta D$ . For the lower band [i.e., the first band, marked by circles in Figs. 8(c) and 8(e)], the amplitude is very low for the thinner layer. For  $\Delta D = 0$ , the amplitude equalizes in both layers. By the further change of  $\Delta D$ , the role of both types of the magnetic layers is swapped. It is also worth noticing that for thicker layers, the dipolar pinning is stronger and the amplitude of SWs close to the interface is lowered in comparison to the amplitude in the center of the layer. For the higher



band [i.e., the second band, marked by squares in Figs. 8(c) and 8(e)], the SWs have significantly larger amplitude in the thinner layer. By decreasing  $\Delta D$ , the amplitude starts to equalize. The further change of  $\Delta D$  reverses the role of the layers. In the limiting case of  $\Delta D = 7 \mu\text{m}$ , we have to deal with the 1D simple base magnonic crystal, and the mode for the second band has distinctively noticeable zero (node) in the center of the magnetic layer which originates from the minimum gradually deepened with the increase of  $\Delta D$ .

Interestingly, in magnonic systems, we can use the external magnetic field to tune the SW spectrum in the frequency scale. We investigated how the changes of the external magnetic field magnitude affect the width of the lowest magnonic band gaps and bands. In Fig. 9, we present the results for the structure with the intermediate value of  $\Delta D = 3.5 \mu\text{m}$ . For this system, the second and the third bands merge to one band (denoted here by the symbol B2-3), and the gap between these bands disappears (width of G2 is equal to zero).

By tuning the external magnetic field, we both shift [dashed line in Fig. 9(a)] and stretch [solid lines in Fig. 9] the dispersion curves in the frequency scale. We can notice that both the widths of bands (and band gaps) increase with the growth of external field. However, this increase is limited for each band (and band gap) in the regime of high fields to some saturation value. It means that for lower external fields, we can affect not only the position of the magnonic bands and gaps but also their widths. The change of the width of the bands results in the modification of the group velocity in the range of low values of external field. The width of the lowest band (B1) (and lowest band gap (G1)) is the most sensitive to the changes of the magnetic field.

## V. CONCLUSIONS

The theoretical studies of electromagnetic waves and spin waves confined in the same areas of the one-dimensional photonic-magnonic crystal are performed. We focused on investigation of influence of the structural parameters, especially thicknesses of the magnetic layers, on the magnonic and photonic excitations spectra in such systems.

The photonic confined modes in the considered photonic-magnonic crystal appear in the YIG layers placed between the sections of  $\text{TiO}_2/\text{SiO}_2$  photonic crystals acting as Bragg

mirrors in the frequency ranges corresponding to the photonic gaps of infinite  $\text{TiO}_2/\text{SiO}_2$  stack. The main conclusions referring to the photonic confined modes are:

- we identified two families of the confined modes which can be associated with the magnetic layers of different widths;
- for an appropriate selection of the frequency, we can adjust the thickness of layers to get the simultaneous localization of the electromagnetic waves in both sorts of the magnetic layers (thin and thick) and to enhance the transmission.

The changes of the magnetic layer thicknesses also influence on the spin waves spectra which are naturally confined in the magnetic subsystem. By gradual increase of the thickness of one type of YIG layers and simultaneous decrease the other ones, we observed the opening of new magnonic band gaps at the edges of the first Brillouin zone, whereas some already existing magnonic gaps are about to close for some specific changes of the thicknesses. In the considered system, we can adjust the amplitudes of spin waves in the magnetic layers of different types by appropriate choice of their thicknesses. Moreover, we can affect the spin wave spectrum (position and width of magnonic bands) by applying an external magnetic field.

The interaction between the electromagnetic and spin waves in the photonic-magnonic crystal can be observed via Brillouin light scattering (BLS) which is very powerful method to study different types of waves including spin wave excitations in multilayered structures.<sup>24–28</sup> Intensity of BLS by spin waves is proportional to the square of Fourier transform of the electric polarization change  $\Delta\mathbf{P}(\mathbf{r}, t)$  resulting from the interaction of electromagnetic wave with spin wave<sup>24–27</sup>

$$I_{\text{BLS}} \propto |\Delta\mathbf{P}(\mathbf{q}, \omega_{\text{inc}} \pm \omega_{\text{SW}})|^2 I^{(0)}(\omega_{\text{inc}}), \quad (6)$$

where  $I^{(0)}(\omega_{\text{inc}})$  is the intensity of incident electromagnetic wave with the frequency  $\omega_{\text{inc}}$ . The symbol  $\omega_{\text{SW}}$  denotes the frequency of excited or absorbed spin wave. The vector  $\mathbf{q} = \mathbf{k}_s - \mathbf{k}_i \pm \mathbf{k}_{\text{SW}}$  is the scattering wave vector, with  $\mathbf{k}_s$ ,  $\mathbf{k}_i$ , and  $\mathbf{k}_{\text{SW}}$  being the wave vectors of scattered and incident electromagnetic waves, and spin wave, respectively. In linear magneto-optical approximation,  $\Delta\mathbf{P}(\mathbf{r}, t)$  can be presented in conventional form<sup>21,23</sup>

$$\Delta P_\alpha(\mathbf{r}, t) = i \sum_{\beta, \gamma} f_{\alpha\beta\gamma} E_\beta^{(0)}(\mathbf{r}, t) m_\gamma(\mathbf{r}, t), \quad (7)$$

where  $i$  is the imaginary unit. The indices  $\alpha, \beta, \gamma$  go over the Cartesian coordinates  $x, y, z$ . The symbol  $f_{\alpha\beta\gamma}$  represents linear magneto-optical tensor,  $\mathbf{E}^{(0)}(\mathbf{r}, t)$  is the electric field of the incident electromagnetic wave, and  $\mathbf{m}(\mathbf{r}, t)$  is the dynamical part of the magnetization. If both the amplitude of electromagnetic and spin waves are large in the same regions, then the change of electric polarization due to scattering of electromagnetic wave by spin waves is enhanced [see Eq. (7)] and the intensity of scattered light is increased<sup>29</sup> [see Eq. (6)]. We have achieved this goal in the considered photonic-magnonic crystal by confinement of

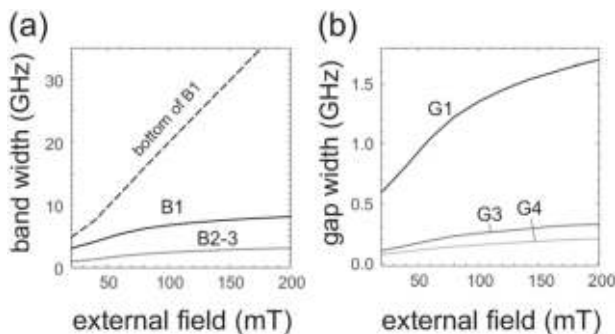


FIG. 9. Widths of the lowest magnonic bands (a) and band gaps (b) for the considered PMC. We fix the difference in thicknesses between the magnetic layers to  $\Delta D = 3.5 \mu\text{m}$ . The in-plane component of the SW wave vector is  $k_{\text{SW},x} = 0.4\pi/D$ . The dashed line in (a) denotes the position of the bottom of the lowest magnonic band.

electromagnetic waves in YIG layers enclosed by Bragg mirrors in the form of fragments of photonic crystals. The YIG film thickness can be changed, even to sub-micron thicknesses,<sup>30</sup> to fit together phase of both oscillations and further enhance interactions. Also, repeating the YIG in sequence within the structure of the photonic-magnonic crystal will allow us to enhance the signal of the scattered light. The number of repetitions will depend on the interaction strength achieved in the single supercell. Results of the corresponding investigations are in progress and will be published as a separate paper.

Concluding, we showed that for appropriately designed structures, both types of excitations electromagnetic waves and spin waves can be spatially concentrated in the same areas, which opens the possibility to enhance the interactions between the microwave frequency spin waves and electromagnetic waves from the THz range.<sup>17,31–34</sup> This interaction can be potentially useful to control spin wave propagation by electromagnetic waves in magnonics applications or vice-versa in integrated photonics or opto-magnonics devices. In both cases, knowledge of the wave's amplitude distribution inside a structure is crucial for their interaction.<sup>35,36</sup>

## ACKNOWLEDGMENTS

This research was supported by: the Ministry of Education and Science of the Russian Federation, Project No. 14.Z50.31.0015 (Yu.S.D. and N.N.D.); the European Union's Horizon 2020 research and innovation programme under the Marie Skłodowska-Curie Grant Agreement No. 644348 "MagIC" (Yu.S.D., N.N.D., I.L.L., J.W.K., and M.K.); the MPNS COST Action MP1403 "Nanoscale Quantum Optics" (Yu.S.D., N.N.D., and I.L.L.); and the Ukrainian Fund for Fundamental Research under Project No. Φ71/73-2016 "Multifunctional Photonic Structures" (I.L.L.).

<sup>1</sup>I. L. Lyubchanskii, N. N. Dadoenkova, M. I. Lyubchanskii, E. A. Shapovalov, and Th. Rasing, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **36**, R277 (2003).

<sup>2</sup>M. Inoue, R. Fujikawa, A. Baryshev, A. Khanikaev, P. B. Lim, H. Uchida, O. Aktsipetrov, A. Fedyanin, T. Murzina, and A. Granovsky, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **39**, R151 (2006).

<sup>3</sup>*Magnetophotonics: From Theory to Applications*, edited by M. Inoue, M. Levy, and A. V. Baryshev (Springer, Berlin, Heidelberg, 2013).

<sup>4</sup>Y.-Z. Wang, F.-M. Lia, K. Kishimoto, Y.-S. Wang, and W.-H. Huang, *Wave Motion* **46**, 47 (2009).

<sup>5</sup>O. Bou Matar, J. F. Robillard, J. O. Vasseur, A.-C. Hladky-Hennion, P. A. Deymier, P. Pernod, and V. Preobrazhensky, *J. Appl. Phys.* **111**, 054901 (2012).

<sup>6</sup>X. Guo and P. Wei, *Ultrasonics* **66**, 72 (2016).

<sup>7</sup>C. Gu and F. Jin, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **49**, 175103 (2016).

<sup>8</sup>V. V. Kruglyak, S. O. Demokritov, and D. Grundler, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **43**, 264001 (2010).

<sup>9</sup>M. Krawczyk and D. Grundler, *J. Phys.: Condens. Matter* **26**, 123202 (2014).

<sup>10</sup>*Magnonics: From Fundamentals to Applications*, edited by S. O. Demokritov and A. N. Slavin (Springer, Berlin, Heidelberg, 2013).

<sup>11</sup>M. Dvornik, A. N. Kuchko, and V. V. Kruglyak, *J. Appl. Phys.* **109**, 07D350 (2011).

<sup>12</sup>E. Alonso-Redondo, H. Huesmann, El.-H. El Boudouti, W. Tremel, B. Djafari-Rouhani, H. J. Butt, and G. Fytas, *ACS Appl. Mater. Interfaces* **7**, 12488 (2015).

<sup>13</sup>Y. Pennec, B. Djafari Rouhani, C. Li, J. M. Escalante, A. Martinez, S. Benchabane, V. Laude, and N. Papanikolaou, *AIP Adv.* **1**, 041901 (2011).

<sup>14</sup>B. Djafari-Rouhani, S. El-Jallal, and Y. Pennec, *C. R. Phys.* **17**, 555 (2016).

<sup>15</sup>J. W. Klos, M. Krawczyk, Yu. S. Dadoenkova, N. N. Dadoenkova, and I. L. Lyubchanskii, *J. Appl. Phys.* **115**, 174311 (2014).

<sup>16</sup>J. W. Klos, M. Krawczyk, Yu. S. Dadoenkova, N. N. Dadoenkova, and I. L. Lyubchanskii, *IEEE Trans. Magn.* **50**, 2504404 (2014).

<sup>17</sup>A. K. Zvezdin and V. A. Kotov, *Modern Magneto-optics and Magneto-optical Materials* (Institute of Physics Publishing, Bristol, Philadelphia, 1997).

<sup>18</sup>A. A. Serga, A. V. Chumak, and B. Hillebrands, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **43**, 264002 (2010).

<sup>19</sup>A. I. Stognij, L. V. Lutsev, V. E. Bursian, and N. N. Novitskii, *J. Appl. Phys.* **118**, 023905 (2015).

<sup>20</sup>N. E. Khokhlov, A. R. Prokopov, A. N. Shaposhnikov, V. N. Berzhansky, M. A. Kozhaev, S. N. Andreev, A. P. Ravishankar, V. G. Achanta, D. A. Bykov, A. K. Zvezdin, and V. I. Belotelov, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **48**, 095001 (2015).

<sup>21</sup>D. A. Sylgacheva, N. E. Khokhlov, A. N. Kalish, and V. I. Belotelov, *J. Phys.: Conf. Ser.* **714**, 012016 (2016).

<sup>22</sup>I. L. Lyubchanskii, N. N. Dadoenkova, A. E. Zabolotin, Y. P. Lee, and Th. Rasing, *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* **11**, 114014 (2009).

<sup>23</sup>N. N. Dadoenkova, A. E. Zabolotin, I. L. Lyubchanskii, Y. P. Lee, and Th. Rasing, *J. Appl. Phys.* **108**, 093117 (2010).

<sup>24</sup>S. Demokritov and E. Tsymbal, *J. Phys.: Condens. Matter* **6**, 7145 (1994).

<sup>25</sup>G. Carloti and G. Gubiotti, *Riv. Nuovo Cimento* **22**, 1 (1999).

<sup>26</sup>M. G. Cottam and D. J. Lockwood, *Light Scattering in Magnetic Solids* (Wiley & Sons, New York, 1986).

<sup>27</sup>M. G. Cottam and D. R. Tilley, *Introduction to Surface and Superlattice Excitations* (Institute of Physics Publishing, Bristol, Philadelphia, 2005).

<sup>28</sup>T. Sebastian, K. Schultheiss, B. Obry, B. Hillebrands, and H. Schultheiss, *Front. Phys.* **3**, 1 (2015).

<sup>29</sup>Y. R. Shen and N. Blombergen, *Phys. Rev.* **143**, 372 (1966).

<sup>30</sup>H. Chang, P. Li, W. Zhang, T. Liu, A. Hoffmann, L. Deng, and M. Wu, *IEEE Magn. Lett.* **5**, 6700104 (2014).

<sup>31</sup>A. Kirilyuk, A. V. Kimel, and Th. Rasing, *Rev. Mod. Phys.* **82**, 2731 (2010).

<sup>32</sup>T. Satoh, Y. Terui, R. Moriya, B. A. Ivanov, K. Ando, E. Saitoh, T. Shimura, and K. Kuroda, *Nat. Photonics* **6**, 662 (2012).

<sup>33</sup>L. Bai, K. Blanchette, M. Harder, Y. Chen, X. Fan, J. Xiao, and C. M. Hu, *IEEE Trans. Magn.* **52**, 1000107 (2016).

<sup>34</sup>M. Inoue, K. Arai, T. Fijii, and M. Abe, *J. Appl. Phys.* **83**, 6768 (1998).

<sup>35</sup>X. Zhang, N. Zhu, C.-L. Zou, and H. X. Tang, e-print [arXiv:1510.03545v1](https://arxiv.org/abs/1510.03545v1).

<sup>36</sup>J. A. Haigh, S. Langenfeld, N. J. Lambert, J. J. Baumberg, A. J. Ramsay, A. Nunnenkamp, and A. J. Ferguson, *Phys. Rev. A* **92**, 063845 (2015).

# Supermodes in coupled bigyrotropic slab waveguides

Yann G. Boucher, *Member, IEEE*, Florian F. L. Bentivegna, and Yuliya S. Dadoenkova

**Abstract**—We consider a system of two coupled magneto-optical single-mode slab waveguides separated by an isotropic dielectric spacer. In the transverse magneto-optical configuration, the TE/TM states of polarization can be handled separately. The even/odd supermodes are derived in much the same way as in similar non-magnetic coupled systems; perfect phase-matching ensures a total transfer of energy from one waveguide to the other. The coupling constant can be related to the difference between the propagation constants of the even (fast) and odd (slow) supermodes. Besides, while reversing the magnetization in one of the two waveguides does not affect the phase-matching, it does change the coupling mechanism in a subtle way, thus allowing a magnetic control of the supermodes and of the polarization-dependent coupling efficiency.

**Index Terms**—Coupled mode theory, Optical directional couplers, Phase-matching, Magneto-optical waveguide, Transfer matrix formalism

## I. INTRODUCTION

MAGNETO-optical waveguides (MOWGs) have been intensively investigated for many years, theoretically and experimentally, and find many applications in integrated optics [1], as isolators, switches, couplers, Mach-Zehnder interferometers, etc. For instance, single-mode propagation in an active MOWG composed of a triple layer of doped yttrium-iron garnet (YIG) films was described [2] and broadband MOWG isolators based on such layers were proposed [3,4]. Similarly, an integrated MOWG isolator based on the nonreciprocity of the transverse magneto-optical (MO) effect is discussed in [5].

In a rib MOWG, it has been shown that in absence of absorption the TE-TM mode conversion efficiency is affected only by geometrical parameters (modal birefringence), and that conversion efficiency is affected by absorption [6]. Complete mode conversion was attained in a MOWG of

diluted magnetic semiconductor  $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$  grown on GaAs substrate [7].

Switching and modulation of light in a iron-garnet MOWG was reported for the first time in [8]. The channel MOWGs in Ce-substituted YIG demonstrate a very large Faraday rotation and nonreciprocal phase shift [9]. The integration of a single-crystal MO film onto thin silicon-on-insulator waveguides is demonstrated to provide high confinement and enhancement of the nonreciprocal phase shift [10]. Nonreciprocal phase shift for a TM mode in MOWG can be used for fabrication of a polarization-independent MOWG isolator [11].

In this paper, we primarily address another feature of MOWGs, focusing not on nonreciprocity but on the possibility of mode control. We investigate the even/odd supermodes of an integrated directional coupler made of two identical slab MOWGs surrounded by isotropic claddings and separated by an isotropic spacer of the same medium. In classical coupled slab waveguides made of isotropic materials, the supermodes of such a symmetrical system consist of the even/odd linear combination of the modes supported by both isolated single-mode waveguides (SMWGs) [12–14]. Its MO counterpart benefits from an extra degree of freedom with the potential control of the magnetization direction in each slab waveguide. We limit our investigation to the case where the saturation magnetization vector ( $\mathbf{M}_s$ ) is perpendicular to the plane of incidence (so-called *transverse* configuration), so that TE and TM fields remain true eigenstates of polarization [15]. We will describe the modal properties of such a system, with special emphasis on the control of the coupling strength by a reversal of the magnetization in one of the guides. Two configurations will therefore be studied: the *parallel* one, in which both MO slabs share the same magnetization direction, and the *anti-parallel* one, in which their magnetization directions are opposite. We intend to show that the magnetization reversal in one of the waveguides allows a control of the supermodes and of the polarization-dependent coupling efficiency.

The paper is organised as follows. In Section 2, we present the geometry of the slab system as well as our notations. The material parameters of the MO layers are expressed through their permittivity and permeability tensors in the transverse MO configuration. Starting from the wave equations in such media, we derive the specific form taken by Fresnel-like reflection coefficients at the interfaces. Section 3 is devoted to the guiding mechanism. Using a transfer matrix formulation [12], we first derive the quantization condition for an isolated SMWG, including modal dispersion, for both TE and TM

This work is supported in part by the Ministry of Education and Science of the Russian Federation (Project No. 14.Z50.31.0015 and State Contract No. 3.7614.2017/9.10), and by École Nationale d'Ingénieurs de Brest (Project HF-CCCP).

Y. G. Boucher is with Institut FOTON, UMR 6082, CNRS, 22305 Lannion Cedex, France, and with ENIB, 29238 Brest Cedex 3, France (e-mail: [boucher@enib.fr](mailto:boucher@enib.fr)).

F. F. L. Bentivegna is with Lab-STICC, UMR 6285, CNRS, ENIB, 29238 Brest Cedex 3, France (e-mail: [fb@enib.fr](mailto:fb@enib.fr)).

Y. S. Dadoenkova is with Ulyanovsk State University, 432017, Ulyanovsk, Russia (e-mail: [yulidad@gmail.com](mailto:yulidad@gmail.com)).

states. Then we move on to the coupled system: we calculate the effective indices of the supermodes, either in the *parallel* or in the *anti-parallel* configurations. We also draw the even/odd mode profiles. Last we extract the *coupling constant* – as a function of wavelength – before on proposing a possible way of switching and some applications. Nonreciprocity will be briefly commented upon at the end of the paper.

## II. GENERAL ANALYSIS

### A. Geometry of the system and material properties

The system under study consists of two parallel slab (planar) waveguides of equal thickness  $h$  and separated by a gap  $d$  (Fig. 1). The slabs are made of a bigyrotropic MO medium (denoted (2) in the figure), and surrounded by an isotropic, non-magnetic medium (1). All materials are assumed linear and lossless. The propagation of light of angular frequency  $\omega$  takes place in the  $(xz)$  plane of a Cartesian frame of reference. The time dependence is taken as  $\exp(+i\omega t)$ . The guides are magnetized at saturation along the  $y$ -axis, and the width  $d$  of the spacer is supposed large enough to allow independent magnetization of the guides, so that each SMWG can be either in the “up” ( $\mathbf{M}_s = +M_s \mathbf{e}_y$ ) or in the “down” ( $\mathbf{M}_s = -M_s \mathbf{e}_y$ ) configuration. On the other hand,  $d$  is small enough to warrant mutual coupling between adjacent waveguides.

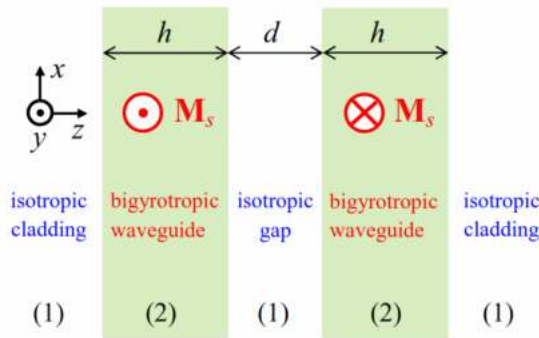


Fig. 1. System of two coupled bigyrotropic slab waveguides, here represented in the anti-parallel “up-down” magnetic configuration. The common width of the guiding layers (2) is  $h$ , and that of the dielectric isotropic spacer is  $d$ .

The scalar relative permittivity of medium (1) is denoted  $\varepsilon_1$  and its relative permeability is  $\mu_1 = 1$ . The elements of the relative permittivity and permeability tensors  $[\varepsilon_2]$  and  $[\mu_2]$  of the bigyrotropic medium (2) can be written as follows [16], with  $(j, k, l, n) = (x, y, z)$ :

$$\begin{aligned} \varepsilon_{2,jk} &= \varepsilon_{jk}^{(0)} + i f_{jkl}^{(e)} m_l + g_{jkl}^{(e)} m_l m_n \\ \mu_{2,jk} &= \mu_{jk}^{(0)} + i f_{jkl}^{(m)} m_l + g_{jkl}^{(m)} m_l m_n \end{aligned} \quad (1a)$$

In Eq. (1a),  $m_{l,n}$  are the components of the normalized magnetization vector defined as  $\mathbf{m} = \mathbf{M}_s/M_s$ , where  $\mathbf{M}_s$  is the saturation magnetization of the medium,  $\varepsilon_{jk}^{(0)}$  and  $\mu_{jk}^{(0)}$  are its crystalline, magnetization-independent permittivity and

permeability tensor elements, and  $f_{jkl}^{(e,m)}$  and  $g_{jkl}^{(e,m)}$  are its linear and quadratic (with respect to  $\mathbf{m}$ ) gyroelectric (superscript ‘e’) and gyromagnetic (superscript ‘m’) tensor elements, respectively. For a cubic medium such as Bi:YIG and in the transverse MO configuration where  $\mathbf{M}_s = \pm M_s \mathbf{e}_y$  (and thus  $\mathbf{m} = m_y \mathbf{e}_y$ , with  $m_y = \pm 1$ ), tensors  $[\varepsilon_2]$  and  $[\mu_2]$  have the following form [17]:

$$[\varepsilon_2] = \begin{pmatrix} \varepsilon_{\perp} & 0 & i\varepsilon_a \\ 0 & \varepsilon_{\parallel} & 0 \\ -i\varepsilon_a & 0 & \varepsilon_{\perp} \end{pmatrix}, \quad [\mu_2] = \begin{pmatrix} \mu_{\perp} & 0 & i\mu_a \\ 0 & \mu_{\parallel} & 0 \\ -i\mu_a & 0 & \mu_{\perp} \end{pmatrix}, \quad (1b)$$

$$\begin{aligned} \varepsilon_{\perp} &= \varepsilon^{(0)} + g_{12}^{(e)} m_y^2, & \varepsilon_{\parallel} &= \varepsilon^{(0)} + g_{11}^{(e)} m_y^2, & \varepsilon_a &= f^{(e)} m_y, \\ \mu_{\perp} &= \mu^{(0)} + g_{12}^{(m)} m_y^2, & \mu_{\parallel} &= \mu^{(0)} + g_{11}^{(m)} m_y^2, & \mu_a &= f^{(m)} m_y, \end{aligned} \quad (1c)$$

with  $\varepsilon^{(0)} = \varepsilon_{xx}^{(0)} = \varepsilon_{yy}^{(0)} = \varepsilon_{zz}^{(0)}$ ,  $\mu^{(0)} = \mu_{xx}^{(0)} = \mu_{yy}^{(0)} = \mu_{zz}^{(0)}$ ,  $f^{(e,m)} = f_{xyz}^{(e,m)} = -f_{yxz}^{(e,m)}$ ,  $g_{11}^{(e,m)} = g_{yyy}^{(e,m)}$ ,  $g_{12}^{(e,m)} = g_{xyy}^{(e,m)} = g_{zyy}^{(e,m)}$ .

In the case of a magnetization reversal (from “up” to “down” or *vice versa*), the off-diagonal components of  $[\varepsilon_2]$  and  $[\mu_2]$  change sign, while the magnetization-dependent contributions to their diagonal components do not. It should be noted that the influence of the magnetization on the components of the permeability tensor  $[\mu_2]$  is often neglected, since usually  $g^{(e,m)} \ll f^{(m)} \ll f^{(e)}$ . In our study we take into account both  $f^{(e,m)}$  and  $g^{(e,m)}$ , as it was shown that in some materials, including Bi:YIG, the off-diagonal components of both permittivity and permeability tensors can have comparable effects [18, 19].

### B. Wave equations, material properties, and Fresnel equations at waveguide boundaries

The determination of the modes of the coupled MOWGs can be achieved through an analytical approach. To that effect, it is convenient to write the propagation equations for the  $\mathbf{E}$  and  $\mathbf{H}$  fields in the following fashion, looking for plane wave solutions varying as  $\exp[i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})]$  [20]:

$$\mathbf{k} \times ([\rho_2] (\mathbf{k} \times \mathbf{E})) + k_0^2 [\varepsilon_2] \mathbf{E} = \mathbf{0}, \quad (2a)$$

$$\mathbf{k} \times ([\zeta_2] (\mathbf{k} \times \mathbf{H})) + k_0^2 [\mu_2] \mathbf{H} = \mathbf{0}, \quad (2b)$$

where  $\mathbf{k}$  is the wavevector in the MO medium,  $k_0 = (\omega/c)$ ,  $c$  is the velocity of light in vacuum, and  $[\zeta_2] = [\varepsilon_2]^{-1}$  and  $[\rho_2] = [\mu_2]^{-1}$  are sometimes called the relative *inductivity* and *reluctivity* tensors of medium (2), respectively:

$$[\zeta_2] = \begin{pmatrix} \zeta_{\perp} & 0 & -i\zeta_a \\ 0 & \zeta_{\parallel} & 0 \\ i\zeta_a & 0 & \zeta_{\perp} \end{pmatrix}, \quad [\rho_2] = \begin{pmatrix} \rho_{\perp} & 0 & -i\rho_a \\ 0 & \rho_{\parallel} & 0 \\ i\rho_a & 0 & \rho_{\perp} \end{pmatrix}, \quad (3)$$

where  $\zeta_{\perp} = \varepsilon_{\perp} / (\varepsilon_{\perp}^2 - \varepsilon_a^2)$ ,  $\zeta_a = \varepsilon_a / (\varepsilon_{\perp}^2 - \varepsilon_a^2)$ ,  $\zeta_{\parallel} = 1/\varepsilon_{\parallel}$ ,  $\rho_{\perp} = \mu_{\perp} / (\mu_{\perp}^2 - \mu_a^2)$ ,  $\rho_a = \mu_a / (\mu_{\perp}^2 - \mu_a^2)$ ,  $\rho_{\parallel} = 1/\mu_{\parallel}$ .

Equation (2a) is well-suited to the case of a TE-polarized wave, whereas Eq. (2b) is more useful in the TM case. In the transverse MO configuration, these two states of polarization are eigenstates of the system. In what follows, we focus on the TE case, but the extension to the TM case is straightforward.

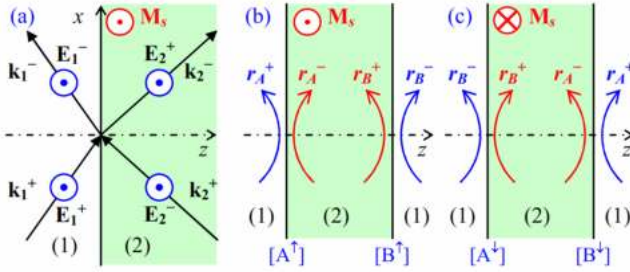


Fig. 2. (a) Interface between an isotropic medium (1) and a bigyrotropic one (2) in the TE state. (b) Fresnel-like reflection coefficients at both interfaces of a MOWG in the “up” configuration. (c) In the “down” configuration.

Figure (2) depicts either of the SMWGs forming the coupled system under study. Determining the modal condition for guided propagation requires the derivation of the transfer matrix  $[\mathbf{m}]$  that relates the fields at  $z = 0^-$  and  $z = h^+$ , which, in its turn, is related to the Fresnel-like reflection coefficients at each interface between the isotropic medium (1) and the bigyrotropic medium (2). Let us denote  $(E_1^+, E_1^-, E_2^+, E_2^-)$  the set of interacting fields represented in Fig. 2(a), whose associated wavevectors are:

$$\mathbf{k}_1^{(\pm)} = \beta \mathbf{e}_x \pm \kappa_1 \mathbf{e}_z, \quad \mathbf{k}_2^{(\pm)} = \beta \mathbf{e}_x \pm \kappa_2 \mathbf{e}_z, \quad (4)$$

where superscripts ‘+’ and ‘-’ correspond to a positive and negative projection of these wavevectors onto the  $z$ -axis, respectively. After some algebra, the dispersion relations read:

$$\beta^2 + \kappa_{1,2}^2 = n_{1,2}^2 k_0^2 \quad (5a)$$

$$\text{with } n_1^2 = \varepsilon_1 \mu_1, \quad n_{2(TE)}^2 = \varepsilon_{\parallel} / \rho_{\perp}, \quad n_{2(TM)}^2 = \mu_{\parallel} / \zeta_{\perp}. \quad (5b)$$

One can note that for a given eigenstate of polarization (either TE or TM), the SMWG is formally similar to a classical, isotropic slab system with purely real indices (consistent with the lossless hypothesis). The determination of the mode amounts to that of propagation constant  $\beta$ . Let us begin with the “up” configuration (Fig. 2(b)). In the TE case, the continuity of the electric field component  $E_y$  and the magnetic field component  $H_z$  ensure that:

$$E_1^+ + E_1^- = E_2^+ + E_2^-, \quad (6)$$

$$E_1^+ - E_1^- = q E_2^+ - \tilde{q} E_2^-,$$

$$\text{with } q = \frac{\mu_1}{\kappa_1} (\rho_{\perp} \kappa_2 + i \rho_a \beta), \quad (7a)$$

$$\tilde{q} = \frac{\mu_1}{\kappa_1} (\rho_{\perp} \kappa_2 - i \rho_a \beta). \quad (7b)$$

Note that if guiding effectively takes place in a bigyrotropic slab, then its refractive index  $n_2$  and the refractive index  $n_1$  of the surrounding isotropic medium verify  $n_1 < n_2$ . The critical angle at the interface is  $\theta_{cr} = \arcsin(n_1/n_2)$ . Two cases arise, depending on the value of the incidence angle  $\theta$ :

- $\theta < \theta_{cr}$  (normal reflection regime):  $\kappa_1 \in \mathbb{R}$  and  $\tilde{q} = q^*$ ;
- $\theta > \theta_{cr}$  (total internal reflection),  $\kappa_1 = -i\gamma_1$ ,  $\gamma_1 \in \mathbb{R}$  and  $\tilde{q} = -q^*$ . This case corresponds to the guided regime — from now on, the only one we will be concerned with.

Equation (6) can be rewritten in a matrix form:

$$\begin{pmatrix} E_1^+ \\ E_1^- \end{pmatrix} = [\mathbf{C}] \begin{pmatrix} E_2^+ \\ E_2^- \end{pmatrix}, \quad \text{with } [\mathbf{C}] = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1+q & 1-\tilde{q} \\ 1-q & 1+\tilde{q} \end{bmatrix}. \quad (8a)$$

and can be formally inverted into

$$\begin{pmatrix} E_2^+ \\ E_2^- \end{pmatrix} = [\mathbf{C}]^{-1} \begin{pmatrix} E_1^+ \\ E_1^- \end{pmatrix}, \quad \text{with } [\mathbf{C}]^{-1} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1+p & 1-\tilde{p} \\ 1-p & 1+\tilde{p} \end{bmatrix}, \quad (8b)$$

$$\text{where } p = \frac{2-q+\tilde{q}}{q+\tilde{q}}, \quad \tilde{p} = \frac{2+q-\tilde{q}}{q+\tilde{q}}. \quad (9)$$

Contrary to interfaces between isotropic media, the Fresnel-like reflection coefficient from bigyrotropic medium (2) to isotropic medium (1) is no longer the same on both sides. Similarly (Fig. 2(b)), the complex reflectance from the right to the left (superscript ‘-’) is no longer the mere *opposite* of that from the left to the right (superscript ‘+’):

$$r_A^+ = \frac{C_{21}}{C_{11}} = \frac{1-q}{1+q}, \quad r_A^- = -\frac{C_{12}}{C_{11}} = \frac{\tilde{q}-1}{q+1}, \quad (10)$$

$$r_B^+ = \frac{C_{21}^{-1}}{C_{11}^{-1}} = \frac{q-1}{\tilde{q}+1} = \frac{1-p}{1+p}, \quad r_B^- = -\frac{C_{12}^{-1}}{C_{11}^{-1}} = \frac{1-\tilde{q}}{1+\tilde{q}} = \frac{\tilde{p}-1}{p+1}.$$

The same approach can be applied to the “down” configuration. As previously mentioned, by reversing the magnetization from  $+\mathbf{M}_s$  to  $-\mathbf{M}_s$ , one only changes the sign of the off-diagonal terms in tensors  $[\varepsilon_2]$ ,  $[\zeta_2]$ ,  $[\mu_2]$ ,  $[\rho_2]$ . It amounts to changing  $\zeta_a$  into  $-\zeta_a$  and  $\rho_a$  into  $-\rho_a$  in Eqs. (3) and (7), and to replacing formally  $(p, q)$  with  $(\tilde{p}, \tilde{q})$  and *vice versa*, or  $(r_A^+, r_A^-, r_B^+, r_B^-)$  with  $(r_B^-, r_B^+, r_A^-, r_A^+)$ , respectively (Fig. 2(c)).

### III. SYSTEM OF COUPLED WAVEGUIDES WITH PARALLEL OR ANTI-PARALLEL MAGNETIZATIONS

#### A. The isolated single-mode waveguide

Let us consider the SMWG magnetized at saturation with  $\mathbf{M}_s = +M_s \mathbf{e}_y$  (“up”) and depicted in Fig. 2(b). The matrix approach is standard practice for multilayer slab waveguides [13]. The transverse matrix  $[\mathbf{m}^{\uparrow}]$  reads:

$$\begin{bmatrix} \mathbf{m}^\uparrow \end{bmatrix} = [\mathbf{C}] \begin{pmatrix} e^{+i\varphi} & 0 \\ 0 & e^{-i\varphi} \end{pmatrix} [\mathbf{C}]^{-1}, \quad \text{with } \varphi = \kappa_2 h. \quad (11)$$

The modal condition expresses the fact that we have to look for a non-trivial transverse wave-function compatible with boundary conditions: only exponentially *decreasing* components are permissible in the (supposedly semi-infinite) outer regions, whereas exponentially *increasing* parts must vanish. In matrix terms, this means that  $m_{11} = 0$ :

$$m_{11} = \cos \varphi + \frac{1 - |\xi|^2}{2 \operatorname{Re}(\xi)} \sin \varphi = 0, \quad (12)$$

$$\text{with } \xi = \frac{\mu_1}{\gamma_1 h} (\rho_\perp \varphi + i \rho_a \beta h). \quad (13)$$

It follows from Eqs. (5) that the quantity  $\beta h$  is itself a function of the unknown phase term  $\varphi$ . Introducing the reduced quantities  $V$  and  $W$  defined by

$$V = \sqrt{(n_2^2 - n_1^2)} k_0 h \quad \text{and} \quad W = n_2 k_0 h \quad (14)$$

leads to

$$\frac{1 - |\xi|^2}{2 \operatorname{Re}(\xi)} = \frac{(V^2 - W^2 \mu_1^2 \rho_a^2) - \varphi^2 (1 + \mu_1^2 (\rho_d^2 - \rho_a^2))}{2 \mu_1 \rho_d \varphi \sqrt{V^2 - \varphi^2}} \quad (15)$$

We can recognize in parameter  $V$  the standard *generalized frequency* of step-index waveguides [14]. Note that  $m_{11}$  is real-valued, so that one can draw  $m_{11}$  as a function of  $\varphi$  using Eqs. (12)-(15). Once the specific value  $\varphi_0$  of  $\varphi = \kappa_2 h$  that cancels  $m_{11}$  is thus determined, as well as, on the basis of Eqs. (5), those of the corresponding components of the wavevectors in either medium, one can obtain the transverse profile  $\psi(z)$  of the guided mode:

$$\psi(z) = \begin{cases} A_0 \cos\left(\frac{\varphi_0}{2}\right) \exp[+\gamma_1 (z + h/2)], & z \leq -h/2 \\ A_0 \cos\left(\varphi_0 \frac{z}{h}\right), & -h/2 \leq z \leq h/2 \\ A_0 \cos\left(\frac{\varphi_0}{2}\right) \exp[-\gamma_1 (z - h/2)], & z \geq h/2 \end{cases} \quad (16)$$

The normalisation is chosen in order to ensure that whatever the mode,  $\int |\psi(z)|^2 dz = 1$ , so that

$$A_0 = \left[ (1 + \operatorname{sinc}(\varphi_0)) \frac{h}{2} + \frac{\cos^2(\varphi_0/2)}{\gamma_1} \right]^{-1/2}. \quad (17)$$

From Eqs. (16)-(17), the confinement factor  $\Gamma$ , defined as the fraction of the mode energy inside the guiding layer, can be estimated.

In what follows, the bigyrotropic medium (2) is taken to be bismuth-doped YIG (Bi:YIG) and the non-magnetic medium (1) surrounding the magnetic waveguides is gadolinium-gallium garnet (GGG). Numerical applications are mostly carried out at  $\lambda_0 = 1.5 \mu\text{m}$ , for which  $\varepsilon_1 = 3.7636$  in GGG [21] and the Bi:YIG parameters of Eq. (1) assume the following values:  $\varepsilon_\perp = 4.639$ ,  $\varepsilon_\parallel = 4.641$ ,  $\varepsilon_a = 0.02$ ,  $\mu_\perp = 1.0077$ ,  $\mu_\parallel = 1.0078$ , and  $\mu_a = 0.0077$  [16]. The width of the SMWG is  $h = (\lambda_0/2) = 0.75 \mu\text{m}$ , ensuring a single-mode behaviour ( $k_0 h = \pi$ ,  $V \approx 0.96 \pi$ ,  $W \approx 2.16 \pi$ , and  $\varphi_0 \approx 1.834$ ).

Figure 3 shows the transverse energy profile of the TE guided mode, whose confinement factor is  $\Gamma^{TE} = 0.83$ .

We would like to emphasize that even if the materials are not dispersive, modal dispersion is always present. The latter can be formulated by evaluating the system at different wavelengths. For instance, in the SMWG, neglecting material dispersion, a linear first-order expansion for the effective index around  $\lambda_{ref} = 1.5 \mu\text{m}$  can then be obtained as  $n_{eff}^{TE}(\lambda_0) \approx 2.0822 - 0.0593(\lambda_0 - \lambda_{ref})$ . The corresponding *group index* is  $n_g^{TE} \approx 2.1712$ .

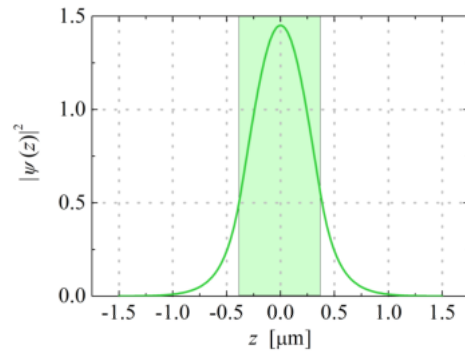


Fig. 3. Transverse profile of the TE mode of the isolated waveguide magnetized at saturation with  $\mathbf{M}_s = +M_s \mathbf{e}_y$ . The shaded area represents the waveguide.

This approach, transposed to the TM state with the suitable adjustments, yields  $n_{eff}^{TM}(\lambda_0) \approx 2.0726 - 0.06705(\lambda_0 - \lambda_{ref})$  and a *group index*  $n_g^{TM} \approx 2.1732$ . The TM mode appears thus slightly more dispersive than the TE one and also slightly more confined ( $\Gamma^{TM} = 0.84$ ).

### B. System of two waveguides

Let us now consider the system composed of two SMWGs.

As shown in Fig. 1, they can be magnetized independently from each other, so that four MO-configurations are possible. It is important to note that the width  $d$  of the non-magnetic GGG spacer must be notably larger than the typical distance under which magnetic exchange coupling would prevent an independent magnetization of the guides. This distance is of the order of magnitude of the magnetic exchange length  $l_{ex}$  of YIG, i.e., about 10 nm [22]. In what follows, unless specified otherwise, the width of the GGG spacer is  $d = h/4 = \lambda_0/8$ , i.e., it largely exceeds  $l_{ex}$ .

For the anti-parallel “up-down” system depicted in Fig. 1, we must distinguish matrix  $[\mathbf{m}^\uparrow]$  of the left-hand-side guide from matrix  $[\mathbf{m}^\downarrow]$  of the right-hand-side guide:

$$[\mathbf{m}^\uparrow] = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1+q & 1-\tilde{q} \\ 1-q & 1+\tilde{q} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e^{+i\varphi} & 0 \\ 0 & e^{-i\varphi} \end{bmatrix} \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1+p & 1-\tilde{p} \\ 1-p & 1+\tilde{p} \end{bmatrix}, \quad (18a)$$

$$[\mathbf{m}^\downarrow] = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1+\tilde{q} & 1-q \\ 1-\tilde{q} & 1+q \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e^{+i\varphi} & 0 \\ 0 & e^{-i\varphi} \end{bmatrix} \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1+\tilde{p} & 1-p \\ 1-\tilde{p} & 1+p \end{bmatrix}. \quad (18b)$$

As mentioned before, one can thus formally obtain  $[\mathbf{m}^\downarrow]$  from  $[\mathbf{m}^\uparrow]$  by changing  $(p, q)$  into  $(\tilde{p}, \tilde{q})$ , and *vice versa*. Besides, one can check that:

$$m_{11}^\uparrow = m_{11}^\downarrow = m_{11}. \quad (19)$$

It means that individually, both SMWGs, when isolated, share the same quantization condition. In other terms, their propagation constant is identical: they are strictly *phase-matched*. Said differently, the effective index of an isolated SMWG does not depend on the sign of  $\mathbf{M}_s$ ; this could be expected from basic symmetry considerations.

What happens in the coupled system? Four configurations are possible: two parallel (“up-up” and “down-down”) and two anti-parallel (“up-down” and “down-up”) ones. For instance, in the parallel “up-up” configuration or its anti-parallel “up-down” counterpart, as represented in Fig. 1, the total transfer matrix now reads, respectively:

$$[\mathbf{M}] = [\mathbf{m}^\uparrow] \begin{bmatrix} e^{+\gamma_1 d} & 0 \\ 0 & e^{-\gamma_1 d} \end{bmatrix} [\mathbf{m}^\uparrow], \quad (20a)$$

or

$$[\mathbf{M}] = [\mathbf{m}^\uparrow] \begin{bmatrix} e^{+\gamma_1 d} & 0 \\ 0 & e^{-\gamma_1 d} \end{bmatrix} [\mathbf{m}^\downarrow]. \quad (20b)$$

Whatever the case, the new modal condition is  $M_{11} = 0$ , or:

$$m_{11}^\uparrow m_{11}^\uparrow + m_{12}^\uparrow m_{21}^\uparrow e^{-2\gamma_1 d} = m_{11}^2 + m_{12}^\uparrow m_{21}^\uparrow e^{-2\gamma_1 d} = 0, \quad (21a)$$

$$m_{11}^\downarrow m_{11}^\downarrow + m_{12}^\downarrow m_{21}^\downarrow e^{-2\gamma_1 d} = m_{11}^2 + m_{12}^\downarrow m_{21}^\downarrow e^{-2\gamma_1 d} = 0, \quad (21b)$$

$$m_{11}^\uparrow m_{11}^\downarrow + m_{12}^\uparrow m_{21}^\downarrow e^{-2\gamma_1 d} = m_{11}^2 + m_{12}^\uparrow m_{21}^\downarrow e^{-2\gamma_1 d} = 0, \quad (21c)$$

$$m_{11}^\downarrow m_{11}^\uparrow + m_{12}^\downarrow m_{21}^\uparrow e^{-2\gamma_1 d} = m_{11}^2 + m_{12}^\downarrow m_{21}^\uparrow e^{-2\gamma_1 d} = 0, \quad (21d)$$

depending on the configuration.

The larger the gap, the larger the attenuation, the smaller the exponential term: when  $d \rightarrow \infty$ , one recovers the modes of the isolated waveguides. Besides, a detailed calculation shows that  $m_{12}^\uparrow m_{21}^\uparrow = m_{12}^\downarrow m_{21}^\downarrow$ , so that both parallel configurations are identical. On the other hand, the  $m_{12}^\uparrow m_{21}^\uparrow$ ,  $m_{12}^\uparrow m_{21}^\downarrow$  and  $m_{12}^\downarrow m_{21}^\uparrow$  terms are all different, which indicates that the anti-parallel coupled systems exhibit slightly different supermodes than the

parallel one.

This is first illustrated in Fig. 4 in the TE case, where the modal conditions ( $M_{11} = 0$ ) for the supermodes correspond to respective intersections between  $m_{11}^2$  and  $-m_{12}^\uparrow m_{21}^\uparrow e^{-2\gamma_1 d}$ ,  $-m_{12}^\uparrow m_{21}^\downarrow e^{-2\gamma_1 d}$  or  $-m_{12}^\downarrow m_{21}^\uparrow e^{-2\gamma_1 d}$ , all drawn as real-valued functions of the unknown phase  $\varphi$ .

In all configurations, the coupled system exhibits two supermodes, associated to different effective indices (see further, Figs. 6 and 7): as in classical coupled systems, one recovers a slow supermode (of larger effective index) and a fast one (of smaller effective index).

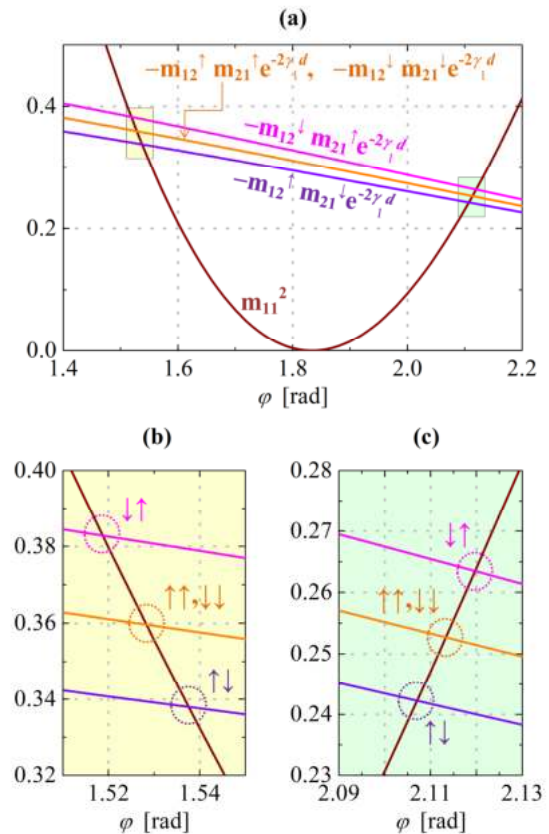


Fig. 4. (a) Graphical illustration of the TE modal solutions, for the anti-parallel and parallel configurations; (b) and (c): Zooms on the intersections. The modal solutions are identified by the dotted circles.

Similar results are easily obtained for the TM polarization.

As with the SMWG, once the values of phase  $\varphi$  that cancel  $M_{11}$  are determined, the transverse profiles of the supermodes can be drawn. This is illustrated in Fig. 5. As is the rule, the slow supermodes are symmetric (even), whereas the fast ones are antisymmetric (odd), as seen in Fig. 5(a).

Again, similar results can readily be obtained in the TM case. The modal dispersion of the coupled system can be determined in the same fashion as for the SMWG, by evaluating the supermode effective indices at different wavelengths. It can be seen from Fig. 6 that this dispersion is quasi-linear around  $\lambda_{ref} = 1.5 \mu\text{m}$ . In the anti-parallel configuration (Fig. 6), a small difference can be observed

between the effective indices of the TE and TM supermodes for TE and TM eigenstates of polarization. The effective indices of the slow supermodes slightly decrease upon switching from the parallel to the anti-parallel configuration, whereas those of the fast supermodes increase.

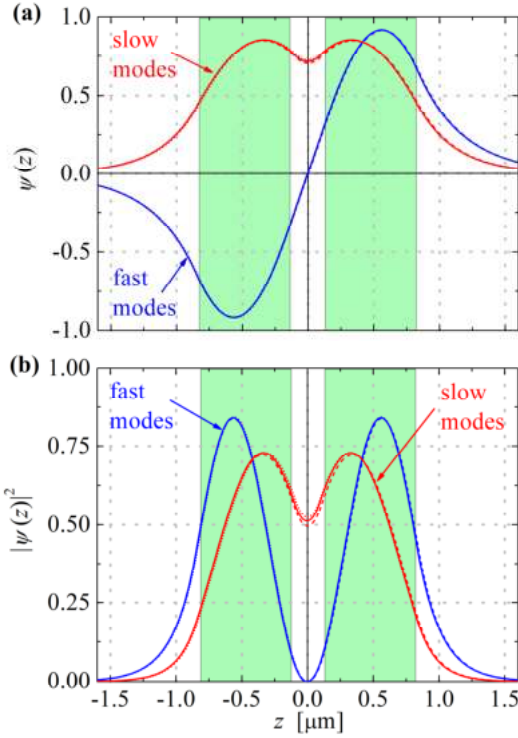


Fig. 5. Transverse profiles of the symmetric (slow, red lines) and antisymmetric (fast, blue lines) TE modes of the coupled system in the parallel (solid lines) and anti-parallel  $\uparrow\downarrow$  (dashed lines) and  $\downarrow\uparrow$  (dotted lines) configuration: (a) field amplitudes and (b) energy distributions. The shaded areas denote the waveguides in the case  $d = h/4$ .

Moreover, the change in the effective indices upon magnetization reversal in one of the guides is more pronounced for TE modes than for TM modes. This can be related to the fact that for Bi:YIG, the off-diagonal relativity tensor component  $\rho_a$  that conditions the behavior of TE modes upon magnetization reversal [Eqs. (1), (2a), and (3)] is larger than that of the off-diagonal inductivity tensor element  $\zeta_a$  that plays a similar role for TM modes [Eqs. (1), (2b), and (3)].

Of particular importance for potential applications is the coupling constant  $\chi$ , often discussed in terms of coupling length  $L_c = \pi/(2\chi)$ , defined as the distance over which the power carried by one guide is totally transferred into the other [13]. Denoting  $\beta_s$  and  $\beta_f$  the propagation constants of the slow and fast supermodes, respectively (as deduced above), we can write  $\chi$  [12, 23]:

$$\chi = \frac{\beta_s - \beta_f}{2}. \quad (22)$$

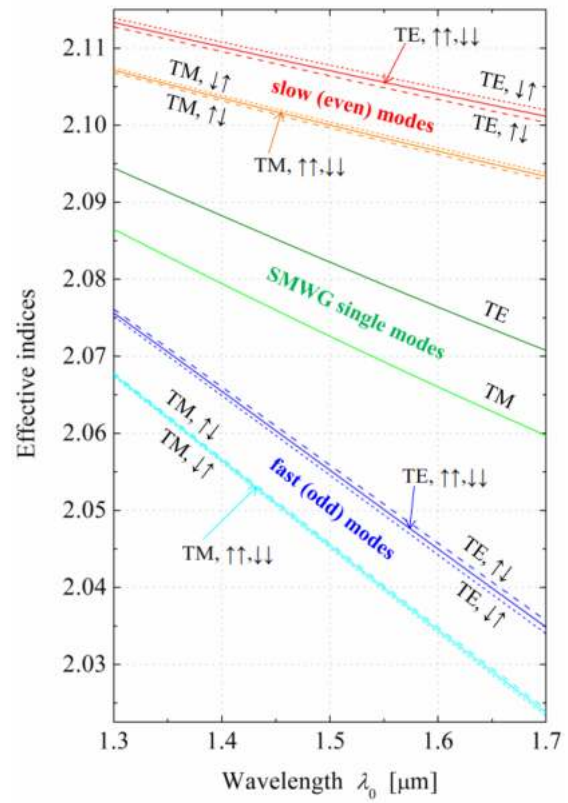


Fig. 6. Modal dispersion of the effective indices around  $\lambda_{ref} = 1.5 \mu\text{m}$  (from top to bottom, slow mode, single mode, fast mode) in the parallel (solid lines) and anti-parallel (dashed lines) configuration for the TE and TM states.

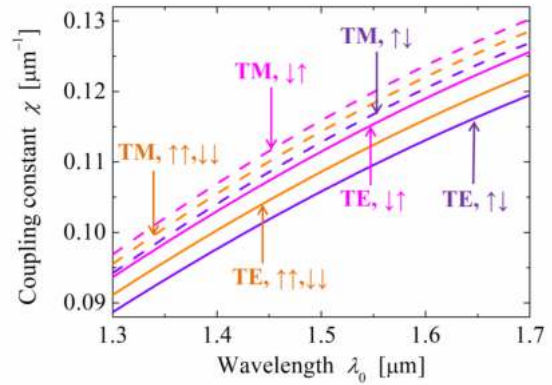


Fig. 7. Modal dispersion of the coupling constant  $\chi$  around  $\lambda_{ref} = 1.5 \mu\text{m}$  in the parallel and anti-parallel configurations, for the TE (solid lines) and TM (dashed lines) polarizations.

Figure 7 shows the evolution of this coupling constant  $\chi$  as a function of wavelength, for both configurations and both eigenstates of polarization.

In a real system, magnetization reversal in one layer should not interfere with the magnetization in the other one: this puts practical limits to the lower value of the gap  $d$  (thickness of the isotropic spacer). The influence of the gap between the waveguides on the coupling constant  $\chi$  is illustrated in Fig. 8 (for the TE case only). A value of  $d = h/4$  seems a good trade-off between efficiency and stability.



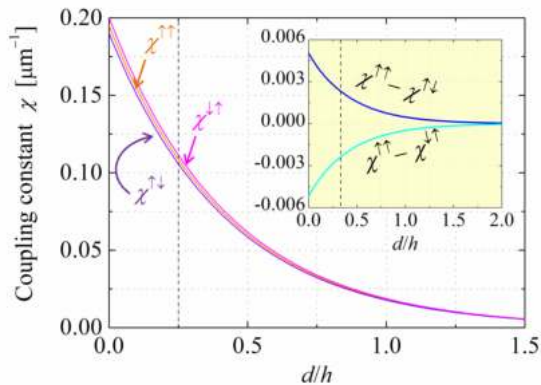


Fig. 8. Evolution of the coupling constant  $\chi$  for  $\lambda_0 = 1.5 \mu\text{m}$  as a function of the gap-to-thickness ratio  $d/h$ , in the parallel and anti-parallel configurations, for the TE polarization. The inset shows the difference in  $\chi$  in the parallel and anti-parallel configurations. The vertical dashed lines refer to the case  $d = h/4$ .

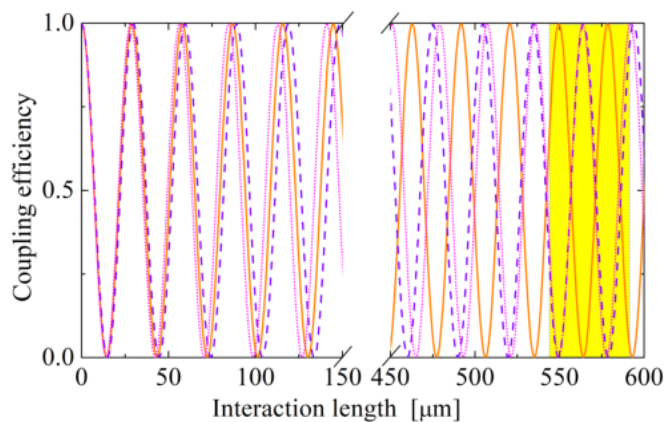


Fig. 9. Coupling efficiency vs interaction length for the TE mode in the parallel (solid line) and anti-parallel  $\uparrow\downarrow$  (dashed line) and  $\downarrow\uparrow$  (dotted line) configurations for  $\lambda_0 = 1.5 \mu\text{m}$  and  $d = h/4$ . The shaded area indicates the interaction length over which an excellent transmission contrast can be achieved between the parallel and anti-parallel configurations.

In an ideally lossless, perfectly phase-matched directional coupler characterized by coupling constant  $\chi$ , the exchange of energy between the two waveguides is spatially periodic, with period  $\pi/\chi$  (twice the *coupling length*  $L_c$ ). Thus, it becomes possible to exploit the difference between the parallel and anti-parallel coupling constants in the magnetically-controlled coupler. As illustrated in Fig. 9, for an actual interaction length of about  $500 \mu\text{m}$  (a quite realistic value), the parallel exchange can be made total from one waveguide to the other, whereas the anti-parallel exchange brings back all the injected power into the initial channel. As a consequence, switching the system from the parallel to the anti-parallel configuration (or *vice versa*) can totally modify its transmission properties: an excellent contrast can therefore be achieved between the two arrangements, thus allowing for possible switching, commuting or addressing applications.

### C. Nonreciprocity

Up to now, we have considered unidirectional propagation only. As far as nonreciprocity is concerned, it can be understood by studying the consequences of space reversal along the  $x$ -axis: applying appropriate boundary conditions to

both interfaces in all possible configurations of magnetization enables one to establish that Fresnel-like reflection coefficients ( $r_A^+$ ,  $r_A^-$ ,  $r_B^+$ ,  $r_B^-$ ) are then respectively changed into ( $r_B^-$ ,  $r_B^+$ ,  $r_A^-$ ,  $r_A^+$ ). As a result:

- the SMWG remains strictly reciprocal (which is also consistent with the fact that the sequence of internal reflections remains equal to  $r_A^- r_B^+$ );
- both parallel (“up-up” and “down-down”) configurations remain strictly reciprocal (which is also consistent with the sequence of internal reflections remaining the same);
- since the anti-parallel configurations are mutually exchanged by space reversal along the  $x$ -axis, they are nonreciprocal (which is also consistent with the sequence of reflections being different);
- the nonreciprocal phase shift (NRPS) is directly proportional to the difference between the anti-parallel (“up-down” and “down-up”) propagation constants;
- all these conclusions hold equally true for both TE and TM states of polarization. This can seem peculiar, since nonreciprocity appears often restricted to TM guided modes (see for instance [24]), but we would like to point out that the bigyrotropic nature of the materials under consideration, as well as our specific slab (planar) geometry, ensure perfect formal equivalence between TE and TM states.

## IV. CONCLUSION

Investigating a set of two coupled bigyrotropic magnetic slab waveguides embedded in isotropic layers, we have found that with a convenient orientation of the crystallographic axes, the whole system behaves in a fashion very similar to a classical (all isotropic) one. This is due to the fact that, in the transverse magneto-optical configuration, TE and TM states of polarisation are true eigenstates, with purely real effective indices, that remain conserved by total internal reflection.

The single-mode slab waveguide supports a mode whose phase velocity does not depend on the sign of the magnetization vector. On the other hand, when coupling two single-mode waveguides, even though perfect phase-matching remains automatically verified for both *parallel* and *anti-parallel* configurations, the coupling strength depends on the relative magnetization directions in the waveguides. This leads to different values for the coupling constant  $\chi$ , itself a direct manifestation of the lift of degeneracy between the slow (*even*) and fast (*odd*) supermodes. This can also be interpreted as a subtle consequence of the specific features of the Fresnel-like reflection coefficients.

This unusual behaviour opens the way to the control of the *coupling constant*: for a given interaction length  $L$ , switching from a *parallel* to an *anti-parallel* configuration makes it possible to modulate the coupler with a significant contrast. Even in an anti-parallel case, perfect phase-matching ensures that total conversion can still be achieved from one waveguide to the other.

Note that this effect could be reinforced by inserting the coupler into a resonant cavity, as in [25], taking advantage of a multiple-pass scheme.

## REFERENCES

- [1] H. Dötsch, N. Bahlmann, O. Zhuromskyy, M. Hammer, L. Wilkens, R. Gerhardt, P. Hertel, and A. F. Popkov, "Applications of magneto-optical waveguides in integrated optics: review," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 22, no. 1, pp. 240–253, Jan. 2005, doi: 10.1364/JOSAB.22.000240.
- [2] R. Wolfe, J. Hegarty, L. C. Luther, and D. L. Wood, "Single mode magneto-optic waveguide films," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 48, no. 8, pp. 508–510, Feb. 1986, doi: 10.1063/1.96489.
- [3] R. Wolfe, J. Hegarty, J. F. Dillon, Jr., L. C. Luther, G. K. Celler, and L. E. Trimble, "Magneto-optic waveguide isolators based on laser annealed (Bi, Ga) YIG films," *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 21, no. 5, pp. 1647–1650, Sep. 1985, doi: 10.1109/TMAG.1985.1064080.
- [4] R. Wolfe, J. F. Dillon Jr., R. A. Lieberman, and V. J. Fratello, "Broadband magneto-optic waveguide isolator," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 57, no. 10, pp. 960–962, Sep. 1990, doi: 10.1063/1.103525.
- [5] K. Postava, M. Vanwollegem, D. Van Thourhout, R. Baets, Š. Višňovský, P. Beauvillain, and J. Pištora, "Modeling of a novel InP-based monolithically integrated magneto-optical waveguide isolator," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 22, no. 1, pp. 261–273, Jan. 2005, doi: 10.1364/JOSAB.22.000261.
- [6] M. Bouras, A. Hocini, "Mode conversion in magneto-optic rib waveguide made by silica matrix doped with magnetic nanoparticles," *Opt. Commun.*, vol. 363, pp. 138–144, Mar. 2016, doi: 10.1016/j.optcom.2015.11.024.
- [7] V. Zayets, M. C. Debnath, and K. Ando, "Complete magneto-optical waveguide mode conversion in  $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$  waveguide on GaAs substrate," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 84, no. 4, pp. 565–567, Jan. 2004, doi: 10.1063/1.1644339.
- [8] P. K. Tien, R. J. Martin, R. Wolfe, R. C. Le Craw, and S. L. Blank, "Switching and modulation of light in magneto-optic waveguides of garnet films," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 21, no. 8, pp. 394–396, Oct. 1972, doi: 10.1063/1.1654427.
- [9] T. Shintaku, T. Uno, and M. Kobayashi, "Magneto-optic channel waveguides in Ce-substituted yttrium iron garnet," *J. Appl. Phys.*, vol. 74, no. 8, pp. 4877–4881, Oct. 1993, doi: 10.1063/1.354318.
- [10] R. L. Espinola, T. Izuhara, M.-C. Tsai, R. M. Osgood, Jr., and H. Dötsch, "Magneto-optical nonreciprocal phase shift in garnet/silicon-on-insulator waveguides," *Opt. Lett.*, vol. 29, no. 9, pp. 941–943, May 2004, doi: 10.1364/OL.29.000941.
- [11] Y. Shoji, I.-W. Hsieh, R. M. Osgood, Jr., and T. Mizumoto, "Polarization-independent magneto-optical waveguide isolator using TM-mode nonreciprocal phase shift," *J. Lightwave Technol.*, vol. 25, no. 10, pp. 3108–3113, Oct. 2007, doi: 10.1109/JLT.2007.904940.
- [12] A. Yariv and P. Yeh, *Optical Waves in Crystals*. New York, NY, USA: Wiley, 1984.
- [13] T. Tamir, Ed., *Guided-Wave Optoelectronics*. Berlin, Germany: Springer-Verlag, 1990.
- [14] C.-L. Chen, *Foundations for Guided-Wave Optics*. New York, NY, USA: Wiley, 2007.
- [15] Š. Višňovský, *Optics in Magnetic Multilayers and Nanostructures*. Boca Raton, FL, USA: CRC Press, 2006.
- [16] I. L. Lyubchanskii, N. N. Dadoenkova, M. I. Lyubchanskii, E. A. Shapovalov, A. Lakhtakia, and Th. Rasing, "One-dimensional bigyrotropic magnetic photonic crystals," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 85, no. 24, pp. 5932–5934, Dec. 2004, doi: 10.1063/1.1825060.
- [17] A. K. Zvezdin and V. A. Kotov, *Modern Magneto-optics and Magneto-optical Materials*. Bristol, United Kingdom: IoP Publishing, 1997.
- [18] A. N. Ageev, S. I. Belitskiĭ, S. A. Kizhaev, A. S. Trifonov, and V. N. Gridnev, "Optical-waveguide measurement of the optical-frequency magnetic permeability in epitaxial iron garnet films," *Sov. Phys. JETP*, vol. 71, no. 4, pp. 776–778, Oct. 1990.
- [19] O. Bárta, J. Pištora, J. Vlček, F. Staněk, and T. Kreml, "Magneto-optics in bi-gyrotropic garnet waveguide," *Opto-Electron. Rev.*, vol. 9, no. 3, pp. 320–325, 2001.
- [20] M. Born and E. Wolf, *Principles of Optics*, 7th ed. Cambridge, United Kingdom: Cambridge University Press, 1999.
- [21] M. Torfeh and H. Le Gall, "Theoretical analysis of hybrid modes of magneto-optical waveguides," *Phys. Status Solidi A*, vol. 63, no. 1, pp. 247–258, Jan. 1981, doi: 10.1002/pssa.2210630133.
- [22] G. S. Abo, Y.-K. Hong, J. Park, J. Lee, W. Lee, and B.-C. Choi, "Definition of magnetic exchange length," *IEEE Trans. Magn.*, vol. 49, no. 8, pp. 4937–4939, Aug. 2003, doi: 10.1109/TMAG.2013.2258028.
- [23] Y. G. Boucher, "Analytical model for the coupling constant of a directional coupler in terms of slab waveguides," *Opt. Eng.*, vol. 53, no. 7, 071810, Jul. 2014, doi: 10.1117/1.OE.53.7.071810.
- [24] P. Pintus, "Accurate vectorial finite element mode solver for magneto-optic and anisotropic waveguides," *Opt. Exp.*, vol. 22, no. 13, pp. 15737–15756, June 2014, doi: 10.1364/OE.22.015737.
- [25] Y. G. Boucher and P. Féron, "Mode coupling and scattering parameters in a parity-time symmetric resonant integrated coupler," *IEEE J. Quantum Electronics*, vol. 54, no. 1, 6300206, Feb. 2018, doi: 10.1109/JQE.2017.2773528.

**Yann G. Boucher** (M'08) was born in Paris, France, in 1964. He received the Ingénieur degree in optics from École Supérieure d'Optique, Orsay, France, in 1988, the Diplôme d'Études Approfondies in nonlinear optics and lasers from Orsay University, Orsay, in 1989, and the Ph.D. degree from the Institut d'Optique Théorique et Appliquée, Orsay, in 1993. His Ph.D. dissertation was chiefly devoted to vertical-cavity surface-emitting lasers.

Since 1994, he has been with the École Nationale d'Ingénieurs de Brest, France, as a Maître de Conférences. He completed the so-called habilitation to conduct researches (HDR) in 2000. As far as research is concerned, he has been with the FOTON Laboratory, Photonic Systems Team, Lannion, France, since 2010. He is particularly interested in all-analytical modeling of photonic structures, extended transfer matrix formalism, and coupled mode theory.

Dr. Boucher is a member of the European Optical Society and the Optical Society of America.

**Florian F.L. Bentivegna** was born in Saint-Etienne, France, in 1966. He received the Ingénieur degree in optics from École Nationale Supérieure de Physique de Marseille, France, in 1990, the Diplôme d'Études Approfondies in optics from Université d'Aix-Marseille III in 1990, and the Ph.D. degree from the Institut d'Optique Théorique et Appliquée, Orsay, France, in 1995. His Ph.D. dissertation was devoted to nonlinear optics in doped gel matrices. From 1996 to 2002, he was a researcher at Nijmegen University (The Netherlands), where he worked, among other subjects, on optical investigations of spin dynamics.

He is currently Maître de Conférences at the École Nationale d'Ingénieurs de Brest, France, where he has obtained the habilitation to conduct researches (HDR) in 2008, and is a member of the CNRS Lab-STICC laboratory. He is interested in particular in the modeling of photonic structures.

Dr. Bentivegna is a member of the European Optical Society, the Optical Society of America, and the Nederlandse Natuurkundige Vereniging.

**Yuliya S. Dadoenkova** was born in Donetsk, Soviet Union, in 1987. She received the Master's degree in physics from Donetsk National University, Ukraine, in 2008, and the Ph.D. degree from Donetsk Institute for Physics and Engineering, in 2013. Her Ph.D. dissertation was devoted to magneto-optical effects in magnetic and optically nonlinear photonic structures.

From 2015 to 2017 she was senior researcher in Novgorod State University, Veliky Novgorod, Russia. From 2014, she has been senior researcher in the Laboratory of Quantum Electronics and Optoelectronics of Ulyanovsk State University, Russia. She is interested in the modeling of photonic and plasmonic structures based on functional materials.

# Generation of Slow Surface Plasmon Polaritons in a Complex Waveguide Structure with Electric Current Pump

Sergey G. Moiseev,\* Yuliya S. Dadoenkova, Aleksei S. Kadochkin, Andrei A. Fotiadi, Vyacheslav V. Svetukhin, and Igor O. Zolotovskii

A planar spaser structure composed of semiconducting film and graphene with DC current is proposed and theoretically explored. Graphene possesses velocity of drift current carriers comparable with the phase velocity of surface plasmon polaritons (SPPs) in ultrathin semiconducting film at the terahertz regime. When the synchronism condition between current and slow surface electromagnetic waves is realized, the amplification of plasmons by electric current takes place. In the proposed complex waveguide structure, positive feedback is realized due to reflections from the edges of the active waveguide, and the SPPs are decoupled into light by a microscopic grating manufactured on the semiconducting film surface.

## 1. Introduction

The problem of creating a compact source of coherent radiation based on surface plasmon polaritons (SPPs) or spasers has been the subject of many papers.<sup>[1–12]</sup> The most common spaser models are based on the principle of SPPs amplification due to the use of optical<sup>[1,3–6,8,9]</sup> or electric<sup>[2,7,10–12]</sup> pumping. The use of optical pumping is simpler in technical performance, but its implementation requires an external (macroscopic) laser, which does

not allow the creation of a compact source of coherent radiation which is integrated into optoelectronic circuits.

From the point of view of on-chip spaser development, the use of electric pumping seems to be more promising. In the proposed electric spaser models, a separate active medium is added to the plasmon medium (most often structurally), providing an amplification of the SPPs. An injection spaser is proposed in ref. [2] where the amplification of SPPs propagating along the metal–semiconductor boundary occurs due to the injection of charge carriers. In ref. [12],

the spaser circuit with an electric pumping is proposed, with an active element being represented by a carbon nanotube–based quantum dot, and an external resonator presented by the layers of graphene.

In refs. [13–17], a fundamentally different method of SPP amplification using an electric pumping was proposed, which does not require the presence of an additional integrated or an external active media. In this scheme, the amplification occurs as a result of direct interaction of the carriers of the drift current with the SPP wave, just as it is realized in vacuum amplifying tubes of microwave electronics (traveling wave tubes, etc.). The SPPs and pump currents are localized in carbon nanostructures (graphene layers or carbon nanotubes), which ensures efficient energy transfer to the surface wave. Here, we propose a planar design of an electric spaser, where both the SPP gain and the positive feedback are realized simultaneously as well as the far-field emission of the generated radiation. The amplification is carried out by the energy of a DC electric current passed through graphene. The resonator is performed by the active region itself, whose boundaries reflect the SPPs. The amplified SPP waves are output from the active region to the conjugate waveguide, where the far-field radiation output is realized through the diffraction grating.

The paper is organized as follows. In Section 2, we show the geometry of the plasmon waveguide structure and dispersion equation of the SPPs. In Section 3, we discuss the SPP amplification using electric current pump in graphene. In Section 4, we analyze the conditions of the SPPs generation in the plasmon waveguide and estimate the effectiveness of the diffraction grating in the transition of the SPPs into photons. Section 5 summarizes the obtained results.


Dr. S. G. Moiseev, Dr. Y. S. Dadoenkova, Dr. A. S. Kadochkin, Dr. A. A. Fotiadi, Dr. V. V. Svetukhin, Dr. I. O. Zolotovskii  
Ulyanovsk State University  
Ulyanovsk 432017, Russian Federation  
E-mail: serg-moiseev@yandex.ru

Dr. S. G. Moiseev  
Kotelnikov Institute of Radio Engineering and Electronics of the Russian Academy of Sciences  
Ulyanovsk Branch, Ulyanovsk 432011, Russian Federation

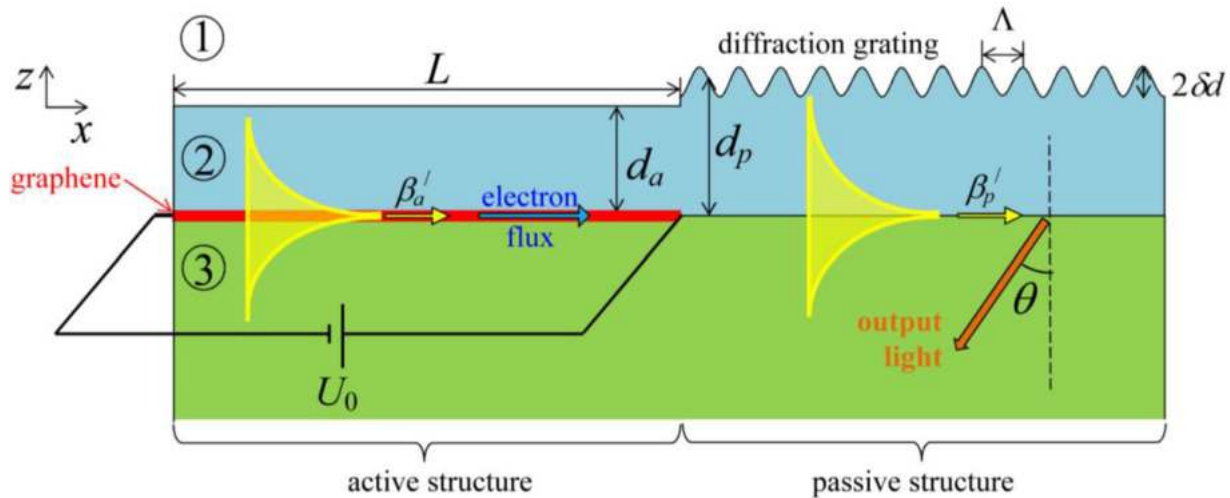
Dr. S. G. Moiseev  
Ulyanovsk State Technical University  
Ulyanovsk 432027, Russian Federation

Dr. A. A. Fotiadi  
Université de Mons  
B7000 Mons, Belgium

Dr. V. V. Svetukhin  
Institute of Nanotechnologies of Microelectronics of the Russian Academy of Sciences  
Moscow 119991, Russian Federation

 The ORCID identification number(s) for the author(s) of this article can be found under <https://doi.org/10.1002/andp.201800197>

DOI: 10.1002/andp.201800197



**Figure 1.** Schematic of the spaser with far-field radiation output of the generated SPP wave. A passive waveguide structure with the semiconducting layer thickness  $d_p$  is adjacent to an active plasmon waveguide of the length  $L$  and the semiconducting film thickness  $d_a$  with deposited graphene single layer. The radiation output of the generated SPP into the far field under an angle  $\theta$  is provided by a diffraction grating (of period  $\Lambda$  and modulation depth  $\delta d$ ) placed on the passive waveguide. Propagation constants of the SPP in active and passive structures are denoted  $\beta_a'$  and  $\beta_p'$ , respectively. The electron flux direction under an applied voltage  $U_0$  in the active structure is indicated by the blue arrow.

## 2. Geometry of Plasmon Waveguide Structure

Let us consider a structure formed by two waveguides—active and passive ones, which are composed from identical materials and have a similar configuration, as shown in **Figure 1**. These waveguides are three-layer structures composed of semi-infinite dielectric cladding “1” and substrate “3” with dielectric permittivities  $\varepsilon_1 > 0$  and  $\varepsilon_3 > 0$ , respectively, and a semiconducting film “2” with negative real part of dielectric permittivity  $\varepsilon_2 = \varepsilon_2' + i\varepsilon_2''$  ( $\varepsilon_2' < 0$ ). The SPPs propagate along the positive direction of the  $x$ -axis with the longitudinal components of wavevectors  $\beta_\eta = \beta_\eta' + i\beta_\eta''$ , and the electric field components depend on time and spatial coordinates as  $\vec{E}_\eta(x, z, t) = E_\eta(x, z) \exp[i(\omega t - \beta_\eta x)]$ , where the superscript  $\eta = a, p$  refers to the active and passive waveguides, respectively.

Active waveguide consists of a semiconducting film of constant thickness  $d_a$  with a graphene single-layer placed on the interface between semiconducting film and substrate “3”. In this waveguide, a mechanism of the slow SPP amplification is realized due to the energy of the DC current in graphene, which allows to compensate for ohmic losses in the structure.<sup>[13]</sup> A DC electric current localized in graphene is induced by an applied voltage  $U_0$ , and the direction of negative charge carriers (electrons) flux coincides with the SPP propagation direction (direction of the electron flux in graphene is shown by the blue arrow in **Figure 1**). The active waveguide has a finite length  $L$  ( $L \gg d_a$ ), and its opened left-hand-side edge borders on the medium with dielectric permittivity  $\varepsilon_1$ . The dispersion equation of the SPP wave in such structure with a film with flat surfaces and with a graphene sheet has the form<sup>[18]</sup>

$$\exp(-2q_{a2}d_a) = \frac{q_{a2}\varepsilon_1 + q_{a1}\varepsilon_2}{q_{a2}\varepsilon_1 - q_{a1}\varepsilon_2} \cdot \frac{q_{a2}\varepsilon_3 + q_{a3}\varepsilon_2 + i4\pi q_{a2}q_{a3}\sigma/\omega}{q_{a2}\varepsilon_3 - q_{a3}\varepsilon_2 + i4\pi q_{a2}q_{a3}\sigma/\omega} \quad (1)$$

where  $q_{aj} = \sqrt{\beta_a'^2 - k_0^2\varepsilon_j}$  is the transverse component of the SPP wavevector in medium with dielectric permittivity  $\varepsilon_j$  ( $j = 1, 2, 3$ ),  $\sigma$  is the graphene surface conductivity,  $k_0 = \omega/c$  and  $c$  are the wavevector and speed of light in vacuum, respectively.

The waveguide structure which is adjacent to the active waveguide on the right-hand side contains a semiconducting film of thickness  $d_p$ . We consider the case when the thicknesses of semiconducting film in the active and passive waveguides are similar ( $d_p/d_a \approx 1$ ), which reduces the scattering of the SPP at the interface between the waveguides. A diffraction grating with period  $\Lambda$  and small modulation depth  $\delta d \ll d_p$  is placed on the top surface of the semiconducting film to provide the transition of SPPs into photons emitted into substrate. As is known, the presence of a grating leads to a difference between the characteristics of the SPP and those of a structure with flat surfaces, including changes in the propagation constant and increase in the damping due to radiation losses.<sup>[19,20]</sup> However, since the modulation depth of the grating is much less than both the film thickness and the wavelength of the SPP, and as a consequence, the influence of the grating gives a small effect, the characteristics of the SPP in the passive waveguide with corrugation are sufficiently well described, in the first approximation, by the dispersion relation for a film with flat surfaces.

$$\exp(-2q_{p2}d_p) \approx \frac{q_{p2}\varepsilon_1 + q_{p1}\varepsilon_2}{q_{p2}\varepsilon_1 - q_{p1}\varepsilon_2} \cdot \frac{q_{p2}\varepsilon_3 + q_{p3}\varepsilon_2}{q_{p2}\varepsilon_3 - q_{p3}\varepsilon_2} \quad (2)$$

where  $q_{pj} = \sqrt{\beta_p'^2 - k_0^2\varepsilon_j}$  ( $j = 1, 2, 3$ ).

In fact, the structure shown in **Figure 1** is an analog of the Fabry–Pérot interferometer in which resonator is represented by an active waveguide. Positive feedback, which is necessary for establishing the generation mode, is realized by reflection of the amplified SPP wave from the boundaries of the active waveguide.

The generation condition for the SPP in the active structure and the conditions for matching the radiation characteristics and the parameters of the diffraction grating for the emission of radiation from the passive waveguide structure will be considered in Section 4.

### 3. Amplification of Surface Plasmon Polariton Wave in Active Waveguide Structure

In this section, we perform a brief analysis of the SPP amplification in active waveguide structure with drift current pumping. As was shown in refs. [13,14,16,17], on the basis of known equations of microwave technology<sup>[21,22]</sup> one can obtain a system of equations, which describes the interaction of the field of SPP wave and electric current pump in the following form.

$$\frac{dE_a}{dx} + i \frac{\omega}{V_a} E_a = -\frac{1}{2} \frac{\omega^2}{V_a^2} K I \quad (3a)$$

$$\frac{d^2}{dx^2} \Delta I + 2i \frac{\omega}{V_0} \frac{d}{dx} \Delta I - \frac{\omega^2 - \omega_q^2}{V_0^2} \Delta I = i \frac{\omega}{V_0} \frac{I_0}{2U_0} E_a \quad (3b)$$

where  $E_a$  and  $V_a = \omega/\beta'_a$  are the longitudinal field component ( $x$ -component) and the phase velocity of the SPP wave in active structure,  $V_0$  is the drift velocity of the charge carriers,  $\omega_q$  is reduced plasma frequency,  $K$  is the coupling parameter, which describes the interaction efficiency between the current and generating surface electromagnetic waves (see details in refs. [13,17]). Note that Equation (3b) is obtained for small perturbations of the current amplitude:  $\Delta I(x) = (I(x) - I_0) \ll I_0$ , where  $I_0$  is an amplitude-constant current flowing in the absence of perturbation caused by SPP wave.

Assuming that the perturbations of drift current and SPP wave field are changing along the waveguide proportionally to  $\exp(-iGx)$ , where  $G$  is the complex growth rate of the harmonic disturbance, one can obtain the following dispersion relation from Equation (3).

$$(\omega - GV_a) [(\omega - GV_0)^2 - \omega_q^2] = C^3 \omega^3 \quad (4)$$

where the parameter  $C = (KI_0V_0^2/4U_0V_a^2)^{1/3}$  is analogous to the Pierce gain parameter used in microwave technology.<sup>[23]</sup> The complex roots of Equation (4) give the value of the SPP amplification coefficient  $\alpha$  as

$$\alpha = \text{Im}(G) > 0 \quad (5)$$

Figure 2 presents the frequency dependences of the SPP propagation constant, phase and group velocities, and amplification coefficient in the active waveguide structure. The dielectric permittivities of the cladding and substrate are  $\epsilon_1 = 1$ ,  $\epsilon_3 = 3$ , respectively. The dielectric permittivity of the semiconducting film  $\epsilon_2(\omega)$  is taken for PbS,<sup>[24]</sup> and its thickness is  $d_a = 0.1 \mu\text{m}$ . The graphene surface conductivity in the terahertz regime is calculated using the expression which takes into account the loss in

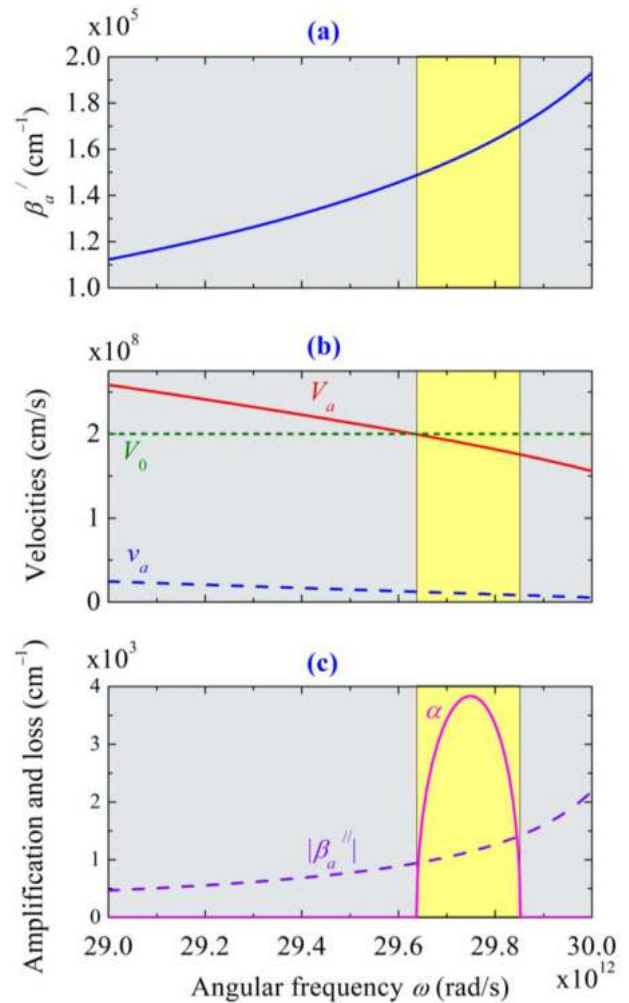


Figure 2. Frequency dispersion of the SPP parameters for the active structure (see Figure 1): a) propagation constant  $\beta'_a$ ; b) phase velocity  $V_a$  (solid red line), group velocity  $v_a$  (dashed blue line), and drift current velocity  $V_0$  (dotted green line); c) amplification coefficient  $\alpha$  (solid magenta line) and absolute value of loss coefficient  $|\beta''_a|$  (dashed violet line). Parameters of the structure are given in the text. The yellow areas show the frequency interval of the amplification band.

graphene.<sup>[25,26]</sup>

$$\sigma(\omega, \mu_c, \Gamma, T) = \frac{ie^2(\omega + i2\Gamma)}{\pi\hbar} \times \left[ \int_0^\infty \frac{f_d(-\omega) - f_d(\omega)}{(\omega + i2\Gamma)^2 - 4\omega^2} d\omega - \frac{1}{(\omega + i2\Gamma)^2} \int_{-\infty}^\infty \frac{\partial f_d(\omega)}{\partial \omega} |\omega| d\omega \right] \quad (6)$$

where  $e$  is electron charge,  $f_d = \{\exp[(\hbar\omega - \mu_c)/k_B T] + 1\}^{-1}$  is the Fermi–Dirac distribution,  $\mu_c$  is chemical potential,  $T$  is temperature,  $\Gamma$  is a phenomenological scattering rate,  $\hbar$  is the reduced Planck constant, and  $k_B$  is Boltzmann constant. In our calculations, we assume  $T = 300 \text{ K}$ ,  $\mu_c = 0.2 \text{ eV}$ , and  $\Gamma = 1 \text{ meV}$ .

As one can see from Figure 2a, the values of the SPP propagation constant  $\beta'_a \approx 10^5 \text{ cm}^{-1}$  are two orders of magnitude larger than the values of  $k_0 \approx 10^3 \text{ cm}^{-1}$  in the considered frequency range. In this case, the SPP is indeed slow:  $V_a \approx (1.5\text{--}2.5) \times 10^8 \text{ cm s}^{-1}$  (see Figure 2b), which is approximately two orders of magnitude less than the propagation velocity of electromagnetic waves in bulk media. Such slow surface waves which satisfy the synchronism condition (SPP phase velocity  $V_a$  should be comparable to but less than the drift velocity  $V_0$  of charge carriers) can be amplified by a flux of charged particles in graphene. Due to large mobility of the charges in graphene the response strength of the charge carriers to an applied electric field is high, which provides an effective interaction of drift current and SPP wave.<sup>[13,17]</sup>

As is known, the charges in graphene move with drift velocity  $V_0 \approx V_F$ , where  $V_F$  is Fermi velocity.<sup>[27]</sup> Here, for the numerical analysis of the regimes of amplification and generation of SPPs, the velocity of current carriers in graphene is chosen to be  $V_0 = 2 \times 10^8 \text{ cm s}^{-1}$ . Such charge velocity is larger than the standard Fermi velocity in graphene  $V_F \approx (0.1\text{--}1) \times 10^8 \text{ cm s}^{-1}$ .<sup>[28–30]</sup> But it should be noted that at present the efforts for fabrication of composite graphene structures with large Fermi velocities are in progress. Such techniques are called “Fermi velocity engineering.”<sup>[31,32]</sup> The experimental results indicate the actual fabrication of structures with the Fermi velocity up to  $(1.1\text{--}3) \times 10^8 \text{ cm s}^{-1}$ .<sup>[33–35]</sup> The use of graphene composites with a high carrier velocity will be extremely convenient for fabrication of tunable oscillators operating in a wide frequency range (from THz to UV inclusively). On the other hand, all the regimes of amplification and generation of SPPs in the structure considered here can also be implemented in the case of smaller values of the drift velocity of the current carriers down to  $10^8 \text{ cm s}^{-1}$ . The only difference is that in order to obtain the same values of the amplification coefficients in the same spectral range at smaller values of the drift velocity will require the use of thinner semiconducting films.

Comparison of the SPP amplification coefficient  $\alpha$  and ohmic loss coefficient  $|\beta''_a|$  is shown in Figure 2c. One can see that for the considered structure the amplification can be higher than the ohmic loss ( $\alpha > |\beta''_a|$ ). The amplification band width is about  $\Delta\omega_a \approx 0.22 \times 10^{12} \text{ rad s}^{-1}$ , as shown with the yellow area in Figure 2. The SPP amplification coefficient reaches maximum with  $\alpha_{\text{max}} \approx 4 \times 10^3 \text{ cm}^{-1}$  at the center of the amplification band. Note that  $\alpha_{\text{max}}$  is almost three times larger than the loss coefficient  $|\beta''_a|$ .

#### 4. Generation of Surface Plasmon Polaritons in a Planar Structure with Drift Current Pump

Active waveguide structure shown in Figure 1 is limited along the  $x$ -axis by two interfaces where the amplified running SPP wave undergoes reflections. The left-hand-side interface is an opened edge of the planar structure which borders on a medium with dielectric permittivity  $\varepsilon_1$ . The right-hand-side interface is formed by a contact with a passive waveguide structure. As a result of reflections from these interfaces, standing SPP waves are formed in the active structure. In this case, the considered structure is similar to a Fabry–Pérot microresonator.

The SPP generation condition is determined by the condition for reproducing the complex wave amplitude when the resonator region is completely traversed. Taking into account that in the considered structure the amplification is realized in one direction only (along the  $x$ -axis), the generation condition has the form<sup>[36]</sup>

$$r_a r_{a-p} \exp[(\alpha - 2|\beta''_a|)L] \exp[2i\beta'_a L] = \exp[2i\pi m] \quad (7)$$

where  $m$  is integer,  $r_a$  is the reflection coefficient of the wave at the opened end,  $r_{a-p}$  is the reflection coefficient at the interface with the passive structure, and  $L$  is the active waveguide length. The values of these reflection coefficients can be found using Fresnel relations.<sup>[37]</sup>

At the left-hand-side edge of the active structure, the slow SPP waves (with an aspect ratio  $V_a/c \ll 1$ ) undergo a strong reflection. Indeed, for  $\beta'_a \gg \{k_0\sqrt{\varepsilon_1}, |\beta''_a|\}$  the Fresnel reflection coefficient

$$r_a = \frac{\beta'_a + i\beta''_a - k_0\sqrt{\varepsilon_1}}{\beta'_a + i\beta''_a + k_0\sqrt{\varepsilon_1}} \approx 1 - 2\frac{k_0}{\beta'_a}\sqrt{\varepsilon_1} \quad (8)$$

is approximately equal to unity.

The active and passive parts of the waveguide structure are distinguished by the thickness of the semiconducting film, in addition, there is no graphene in the passive region. This leads to a difference in the propagation constants  $\beta_a$  and  $\beta_p$ , which one can see from Figure 3. Taking into account the dispersion equations, Equations (1) and (2), for slow SPPs ( $\beta'_a, \beta'_b \gg k_0$ ) the reflection coefficient at this interface can be written as

$$r_{a-p} \approx \frac{\beta'_a - \beta'_p}{\beta'_a + \beta'_p} \approx \frac{d_p - d_a}{d_p + d_a} \quad (9)$$

Taking into account the expressions given above for slow SPP waves, the generation condition can be written in the following form.

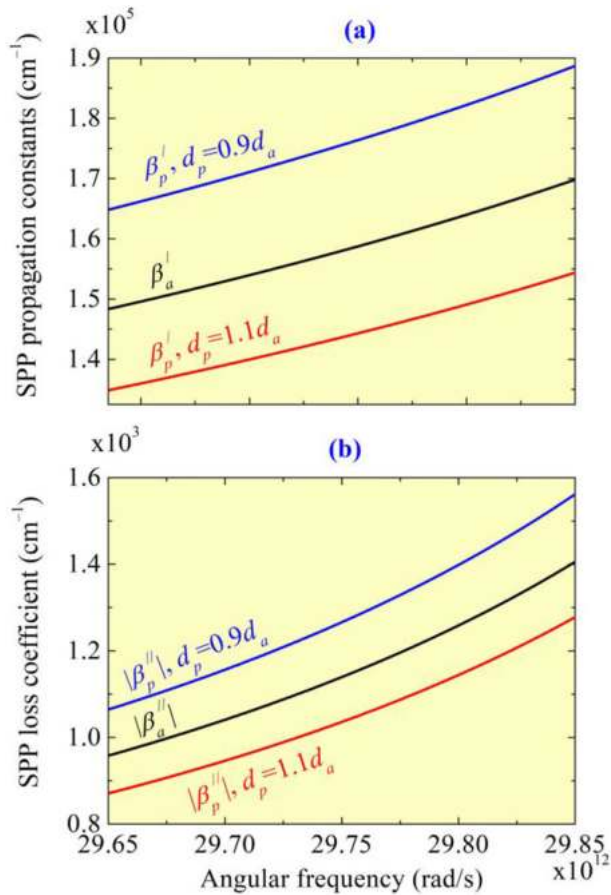
$$\beta'_a L = \pi |m| \quad (10a)$$

$$\frac{|d_a - d_p|}{d_a + d_p} \exp[(\alpha - 2|\beta''_a|)L] \approx 1 \quad (10b)$$

Note that Equation (10a) imposes a restriction on the minimum length of the active region:  $L \geq \pi/\beta'_a$ . Using the results of the calculations shown in Figure 2a, one can find that under the conditions of slow SPPs amplification the length of the active region must be at least  $\pi/(1.7 \times 10^5 \text{ cm}^{-1}) \approx 0.185 \mu\text{m}$ .

The angular frequencies of the generated SPP wave calculated according to Equations (10a) and (10b) are presented in Figure 4a,4b, respectively, as functions of the active waveguide length  $L$  and the ratio  $d_p/d_a$  between the semiconducting film thicknesses in the passive and active waveguides. These dependencies are shown with the set of lines corresponding to  $m = 120, 130, 140$ .

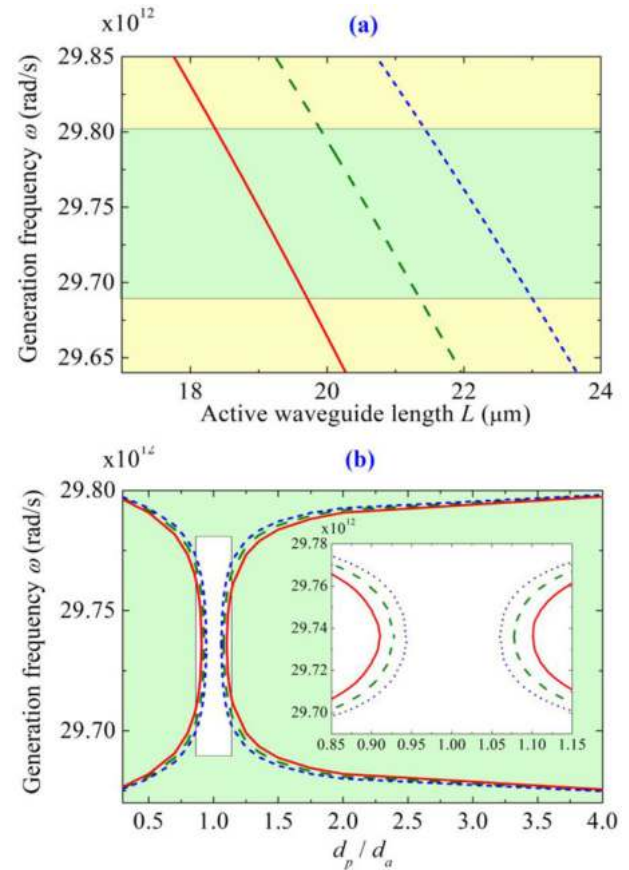
From Figure 4b one can see that in some intervals of the ratio  $d_p/d_a$  the SPP generation does not take place (for instance, for  $0.91 < d_p/d_a < 1.1$  at  $m = 120$  and  $0.94 < d_p/d_a < 1.07$  at  $m = 140$ —see the inset in Figure 4b) because no frequencies satisfy Equation (10b). The larger the  $m$  is, the narrower the



**Figure 3.** a,b) Frequency dispersion of the propagation constants  $\beta_a'$  and  $\beta_p'$ , (a), and loss coefficients  $\beta_a''$  and  $\beta_p''$  (b) of SSPs in active and passive waveguide structures. Thicknesses of semiconducting films are: in active structure  $d_a = 0.1 \mu\text{m}$  (black line), and in passive structure  $d_p = 0.9 d_a$  (blue line) and  $d_p = 1.1 d_a$  (red line). Other parameters are the same as in Figure 2. The frequency interval corresponds to the amplification band.

forbidden interval in  $d_p/d_a$  is. Beyond these intervals, for each value of  $d_p/d_a$  and each  $m$  Equation (10b) has two solutions corresponding to two frequencies. However, this fact does not lead to the possibility of SPP generation at two frequencies simultaneously, since according to Figure 4a these solutions correspond to different active waveguide lengths  $L$ .

For the fixed values of the microresonator length  $L$  and the ratio  $d_p/d_a$  between the film thicknesses in the passive and active waveguides, the generation of the SPP waves will be possible at the frequency which corresponds to some integer  $m$  in Equation (10a). The SPP generator having a fixed active region length and a predetermined generation frequency can be constructed for two values of  $d_p/d_a$ : the first one for  $d_p/d_a < 1$  and the second one for  $d_p/d_a > 1$ . For instance, in order to obtain the SPP generation at frequency  $29.75 \times 10^{12} \text{ rad s}^{-1}$  in the structure with the active waveguide length  $L = 19 \mu\text{m}$  (which corresponds to  $m = 120$ ), the thickness of the semiconducting film in the passive waveguide should be either  $d_p = 0.9d_a$  or  $d_p = 1.11d_a$  for  $d_a = 0.1 \mu\text{m}$ . It should be noted that the branches of Equation (10b) solutions are non-symmetric with respect to the vertical axis



**Figure 4.** a,b) Generation frequency  $\omega$  as function of the active waveguide length  $L$  (a) and the ratio  $d_p/d_a$  of the semiconducting film thicknesses in the passive and active waveguides (b). Parameters of the structure are the same as in Figure 2, and the set of curves are obtained for  $m = 120, 130$ , and  $140$  (solid red, dashed green, and dotted blue lines, respectively). The frequency range in (a) corresponds to the amplification band, and green shaded area corresponds to the frequency interval shown in (b). Zoom of the white area in (b) is shown in the inset.

in Figure 4b due to the frequency dispersion of the longitudinal component of SPP wavevectors  $\beta_a$  and  $\beta_p$  in the active and passive waveguides (see Figure 3).

From the dependencies presented in Figure 4, it follows that by varying the structural parameters of the waveguide system it is possible to adjust the generation frequency within the SPP amplification band. It is worthy to note that the band of the allowed frequencies ( $29.68 \times 10^{12} \text{ rad s}^{-1} < \omega < 29.80 \times 10^{12} \text{ rad s}^{-1}$ , see Figure 4b) is less than the amplification band ( $29.64 \times 10^{12} \text{ rad s}^{-1} < \omega < 29.85 \times 10^{12} \text{ rad s}^{-1}$ , see Figure 2c) due to absorption in the waveguide.

The amplified SPP waves penetrate into the passive waveguide through the interface between the active and passive structures. In the latter, the radiation output to the far field is realized via the diffraction grating. Without lack of generality, let us consider the case when radiation is output to a substrate, and the phase-matching condition

$$|\beta_p' - 2\pi l/\Lambda| = k_0 \sqrt{\varepsilon_3} \sin \theta \quad (11)$$

is fulfilled, where  $\theta$  is the angle of emission (as shown at Figure 1). Here we consider the first diffraction order ( $l = 1$ ) on the grating with period  $\Lambda$  satisfying the relation  $(\beta'_p - 2\pi/\Lambda) < 0$ .

Due to the high localization of the slow SPP wave on the interfaces and under the phase-matching condition Equation (11), the SPP mode effectively interacts with the emitted wave. In this case, in order to estimate the effectiveness of the grating in the transition of the SPPs into photons, one can use the method developed in the theory of coupled modes.<sup>[36]</sup> According to this approach, the dynamics of the SPP mode and the emitted wave is described by the following system of equations.

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_p}{\partial x} &= i\kappa A_{\text{rad}} - |\beta''_p| A_p, \\ \frac{\partial A_{\text{rad}}}{\partial x} &= -i\kappa A_p + |\beta''_p| A_{\text{rad}} \end{aligned} \quad (12)$$

where  $A_p$  is an amplitude of the SPP in the passive waveguide,  $A_{\text{rad}}$  is an amplitude of the emitted wave, and  $\kappa \approx \beta'_p \delta d / 2d_p$  is the parameter characterizing the relation between the SPP and the emitted waves. The solution of the system of equations, Equation (12), makes it possible to obtain approximate expressions for the mean free path length for radiation loss

$$\xi_{\text{rad}} \approx \frac{2}{\kappa} \approx \frac{4}{\beta'_p} \frac{d_p}{\delta d} \quad (13)$$

and the efficiency of grating

$$\eta \approx \exp[-2\beta''_p \xi_{\text{rad}}] \approx \exp\left[-8 \frac{\beta''_p d_p}{\beta'_p \delta d}\right] \quad (14)$$

calculated as the ratio of the power flow of the emitted wave to the power flow of the SPP wave at the input to the grating. For the propagation constant  $\beta'_p \approx \beta'_a \approx 1.6 \times 10^5 \text{ cm}^{-1}$  (see Figure 4), the length of the radiation loss  $\xi_{\text{rad}}$  takes values in the range approximately from 2.5 to 25  $\mu\text{m}$  (for  $0.01 < \delta d/d_p < 0.1$ ), which is less or comparable to the value of the SPP propagation length  $\xi_p = 1/\beta''_p \approx 10 \mu\text{m}$ . Since the grating period is  $\Lambda \approx 2\pi/\beta'_p \approx 0.4 \mu\text{m}$ , at the total mean free path length, given by  $\xi = (\xi_{\text{rad}}^{-1} + \xi_p^{-1})^{-1}$ , there are 5–18 grating periods. The efficiency  $\eta$ , calculated using Equation (14), takes values from tenths of a percent to several tens of a percent (up to 60%). The obtained values of the grating efficiency are in a good agreement with the results of the experimental studies and numerical simulations.<sup>[38–40]</sup>

## 5. Conclusion

We propose a plasmonic laser (spaser) structure, in which the conversion of the localized SPP waves into uncoupled light is realized. The amplification of SPPs is provided directly by the flow of charge carriers that form a DC current in graphene placed on a semiconducting film. Feedback is realized due to reflections of the surface waves from the boundaries of an active waveguide. The radiation output of the generated SPP waves into the far field is realized using an adjacent passive waveguide similar to the active one except without graphene layer, but with diffraction grating manufactured on top of the semiconducting film. We analyze

the generation condition depending on the geometry parameters of the waveguide structure (lengths and thicknesses of the semiconducting film in the active and passive waveguides) and show that SPP generation is possible in terahertz range. Such plasmon generators, combining the miniature dimensions and the wide-band tunability via variation of geometry parameters, will be especially important for future optoelectronic processors.

## Acknowledgements

This work was supported by the Ministry of Education and Science of the Russian Federation (Project No. 14.Z50.31.0015, State Contract Nos. 3.7614.2017/9.10, 3.5698.2017/9.10, 16.2773.2017/4.6), the Russian Science Foundation (Project 18-12-00457), and the Russian Foundation for Basic Research (Project No. 17-02-01382).

## Conflict of Interest

The authors declare no conflict of interest.

## Keywords

active plasmonics, electric current pump, feedback lasers, graphene, surface plasmon polaritons

Received: June 13, 2018

Revised: August 15, 2018

Published online:

- [1] J. Y. Suh, C. H. Kim, W. Zhou, M. D. Huntington, D. T. Co, M. R. Wasielewski, T. W. Odom, *Nano Lett.* **2012**, *12*, 5769.
- [2] D. Y. Fedyanin, *Opt. Lett.* **2012**, *37*, 404.
- [3] M. A. Noginov, G. Zhu, A. M. Belgrave, R. Bakker, V. M. Shalae, E. E. Narimanov, S. Stout, E. Herz, T. Suteewong, U. Wiesner, *Nature* **2009**, *460*, 1110.
- [4] I. De Leon, P. Berini, *Nat. Photonics* **2010**, *4*, 382.
- [5] J. Seidel, S. Grafström, L. Eng, *Phys. Rev. Lett.* **2005**, *94*, 177401.
- [6] M. A. Noginov, G. Zhu, M. Mayy, B. A. Ritzo, N. Noginova, V. A. Podolskiy, *Phys. Rev. Lett.* **2008**, *101*, 226806.
- [7] D. Li, M. I. Stockman, *Phys. Rev. Lett.* **2013**, *110*, 106803.
- [8] M. Stockman, *Nat. Phys.* **2014**, *10*, 799.
- [9] H. P. Paudel, V. Apalkov, M. I. Stockman, *Phys. Rev. B* **2016**, *93*, 155105.
- [10] V. Apalkov, M. I. Stockman, *Light Sci. Appl.* **2014**, *3*, 1.
- [11] D. A. Svintsov, A. V. Arsenin, D. Y. Fedyanin, *Opt. Express* **2015**, *23*, 19358.
- [12] B. Liu, W. Zhu, S. D. Gunapala, M. I. Stockman, M. Premaratne, *ACS Nano* **2017**, *11*, 12573.
- [13] Y. S. Dadoenkova, S. G. Moiseev, A. S. Abramov, A. S. Kadochkin, A. A. Fotiadi, I. O. Zolotovskii, *Ann. Phys.* **2017**, *529*, 1700037.
- [14] A. S. Kadochkin, S. G. Moiseev, Y. S. Dadoenkova, V. V. Svetukhin, I. O. Zolotovskii, *Opt. Express* **2017**, *25*, 27165.
- [15] T. A. Morgado, M. G. Silveirinha, *Phys. Rev. Lett.* **2017**, *119*, 133901.
- [16] A. S. Abramov, I. O. Zolotovskii, S. G. Moiseev, D. I. Sementsov, *Quantum Electron.* **2018**, *48*, 22.
- [17] I. O. Zolotovskii, Y. S. Dadoenkova, S. G. Moiseev, A. S. Kadochkin, V. V. Svetukhin, A. A. Fotiadi, *Phys. Rev. A* **2018**, *97*, 53828.



- [18] P. A. D. Gonçalves, N. M. R. Peres, *An Introduction to Graphene Plasmonics*, World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., Singapore **2016**.
- [19] V. M. Agranovich, D. L. Mills (eds.), *Surface Polaritons*, North-Holland, Amsterdam **1982**.
- [20] H. Raether, *Surface Plasmons on Smooth and Rough Surfaces and on Gratings*, Springer, Berlin/Heidelberg, Germany **1988**.
- [21] D. I. Trubetskov, A. E. Khramov, *Lectures on Microwave Electronics for Physicists*, Fizmatlit, Moscow **2003**.
- [22] S. E. Tsimring, *Electron Beams and Microwave Vacuum Electronics*, Wiley, New York **2006**.
- [23] J. Pierce, *Electrons and Waves*, Anchor Books, New York **1964**.
- [24] E. D. Palik, *Handbook of Optical Constants of Solids*, Academic Press, San Diego, CA, USA **1998**.
- [25] G. W. Hanson, *J. Appl. Phys.* **2008**, *103*, 064302.
- [26] V. P. Gusynin, S. G. Sharapov, J. P. Carbotte, *J. Phys. Condens. Matter* **2007**, *19*, 026222.
- [27] K. S. Novoselov, A. K. Geim, S. V. Morozov, D. Jiang, M. I. Katsnelson, I. V. Grigorieva, S. V. Dubonos, A. A. Firsov, *Nature* **2005**, *438*, 197.
- [28] M. D. Ozdemir, O. Atasever, B. Ozdemir, Z. Yarar, M. Ozdemir, *AIP Adv.* **2015**, *5*, 077101.
- [29] M. A. Yamoah, W. Yang, E. Pop, D. Goldhaber-Gordon, *ACS Nano* **2017**, *11*, 9914.
- [30] H. Ramamoorthy, R. Somphonsane, J. Radice, G. He, C.-P. Kwan, J. P. Bird, *Nano Lett.* **2016**, *16*, 399.
- [31] C. Hwang, D. A. Siegel, S.-K. Mo, W. Regan, A. Ismach, Y. Zhang, A. Zettl, A. Lanzara, *Sci. Rep.* **2012**, *2*, 590.
- [32] P. V. Ratnikov, A. P. Silin, *JETP Lett.* **2014**, *100*, 311.
- [33] D. C. Elias, R. V. Gorbachev, A. S. Mayorov, S. V. Morozov, A. A. Zhukov, P. Blake, L. A. Ponomarenko, I. V. Grigorieva, K. S. Novoselov, F. Guinea, A. K. Geim, *Nat. Phys.* **2011**, *7*, 701.
- [34] Z. Q. Li, E. A. Henriksen, Z. Jiang, Z. Hao, M. C. Martin, P. Kim, H. L. Stormer, D. N. Basov, *Nat. Phys.* **2008**, *4*, 532.
- [35] G. Li, A. Luican, E. Y. Andrei, *Phys. Rev. Lett.* **2009**, *102*, 176804.
- [36] A. Yariv, *Quantum Electronics*, 3rd ed., Wiley, New York **1989**.
- [37] R. Zia, A. Chandran, M. L. Brongersma, *Opt. Lett.* **2005**, *30*, 1473.
- [38] J. Moreland, A. Adams, P. K. Hansma, *Phys. Rev. B*, **1982**, *25*, 2297.
- [39] D. Choi, I. Lee, J. Jung, J. Park, J.-H. Han, B. Lee, *J. Lightwave Technol.* **2009**, *27*, 5675.
- [40] P. T. Worthing, W. L. Barnes, *Appl. Phys. Lett.* **2001**, *79*, 3035.