



HAL
open science

Approche photonique de la détection multispectrale

Emeline Lesmanne

► **To cite this version:**

Emeline Lesmanne. Approche photonique de la détection multispectrale. Instrumentations et Détecteurs [physics.ins-det]. Université Grenoble Alpes, 2016. Français. NNT : 2016GREAY097 . tel-02440625

HAL Id: tel-02440625

<https://theses.hal.science/tel-02440625v1>

Submitted on 15 Jan 2020

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.

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE LA COMMUNAUTÉ UNIVERSITÉ GRENOBLE ALPES

Spécialité : **Nanophysique**

Arrêté ministériel : 27 mai 2016

Présentée par

Emeline Lesmanne

Thèse dirigée par **Laurent Dussopt**
et codirigée par **Giacomo Badano**

préparée au sein du **CEA LETI de Grenoble**
et de l'**École Doctorale de Physique**

Approche photonique de la détection multispectrale

Thèse soutenue publiquement le **8 décembre 2016**,
devant le jury composé de :

M. Guy Vitrant

Directeur de Recherche, IMEP-LAHC, Président

M. Aloyse Degiron

Chargé de recherche, Centre de Nanosciences et de Nanotechnologies, Univ. Paris Sud, Rapporteur

M. Evgueni Popov

Professeur des universités, Institut Fresnel, Univ. Aix-Marseille, Rapporteur

M. Didier Lippens

Professeur des universités, IEMN, Univ. des Sciences et Technologies de Lille, Examineur

M. Gregory Vincent

Ingénieur, ONERA, Examineur

M. Giacomo Badano

Ingénieur de recherche, CEA-LETI, Co-Directeur de thèse

M. Nicolas Péré-Laperne

Ingénieur, Sofradir, Invité

M. Laurent Dussopt

Ingénieur de recherche, CEA-LETI, Directeur de thèse, Invité



Table des matières

Introduction générale	5
1 Détection infrarouge multispectrale et filtrage	9
1.1 La détection infrarouge	9
1.2 Applications de l'imagerie multispectrale	14
1.3 Les différentes approches à la détection multispectrale	16
1.4 Revue des filtres dans l'infrarouge	18
1.4.1 Les filtres multicouches	18
1.4.2 Les filtres métalliques structurés	20
1.5 Les surfaces sélectives en fréquence en transmission	22
1.6 Conclusion du chapitre	26
2 Les métaux dans l'infrarouge	27
2.1 Propriétés optiques des métaux	28
2.1.1 Description du modèle de Drude	28
2.1.2 Indice optique	29
2.2 Comparaison de différents métaux	32
2.3 Plasmons polaritons de surface	37
2.4 Conclusion du chapitre	41
3 Modélisation du champ électromagnétique dans un réseau de fentes	43
3.1 Présentation de la structure étudiée	43
3.2 Calcul des champs	45
3.3 Bilan de puissance et d'énergie	48
3.4 Comparaison avec la simulation	51
3.5 Longueur d'onde de résonance	56
3.6 Conclusion du chapitre	58
4 Utilisation de la théorie temporelle des modes couplés pour la modélisation de fentes périodiques dans un métal	59
4.1 Présentation des équations de la théorie temporelle des modes couplés	60
4.2 Expression des taux de pertes	64
4.3 Comparaison avec la simulation	67
4.4 Utilisation du modèle	72
4.5 Conclusion du chapitre	76
5 Conception de structures prenant en compte les procédés technologiques	77
5.1 Choix du motif	77
5.2 Filtres sur un substrat	83
5.2.1 Variation des indices optiques du substrat et du superstrat	83

5.2.2	Couche diélectrique intermédiaire entre le filtre et le détecteur	88
5.3	Couches d'accroche et de passivation	90
5.4	Robustesse à l'angle d'incidence	92
5.5	Conclusion du chapitre	94
Conclusion générale		97
Glossaire		99
A Utilisation de la FDTD avec Lumerical		101
B Détail du calcul de A et B donné au chapitre 3		103
C Résultats de l'ajustement des courbes effectué au chapitre 4		107
Références		113
Publications et brevet		119

Introduction générale

Le rayonnement infrarouge est situé à des longueurs d'onde comprises entre $0,75\ \mu\text{m}$ et $1\ \text{mm}$. Il est invisible à l'œil humain. C'est dans ce domaine que les objets émettent un rayonnement lié à leur température. C'est également dans ce domaine que de nombreuses molécules absorbent ou émettent un rayonnement, ce qui constitue une signature permettant de les identifier. Aujourd'hui, nous savons fabriquer des détecteurs pour le rayonnement infrarouge. Leurs applications sont nombreuses dans les sciences de la Terre, la médecine, l'art, la sécurité, le militaire ou le spatial. Grâce à eux, nous pouvons entre autres voir dans la nuit, identifier des molécules, repérer des déperditions de chaleur. L'imagerie infrarouge, pour des longueurs d'onde entre 1 et $20\ \mu\text{m}$, nous intéresse particulièrement. Les détecteurs y sont sans cesse améliorés pour nous permettre de voir un champ plus large et avec une meilleure résolution ou pour nous apporter davantage d'informations. C'est pour atteindre ce dernier objectif que l'on utilise l'imagerie multispectrale : en sélectionnant certaines longueurs d'onde, on peut obtenir davantage d'informations sur ce que l'on observe, reconnaître un composé ou un objet. L'un des moyens pour faire de l'imagerie multispectrale consiste à utiliser des filtres. Ces filtres sont généralement des empilements constitués de plusieurs couches de diélectriques et placés loin du détecteur. Ces dernières années, un effort de recherche a été fait pour intégrer des composants optiques directement sur la matrice de pixels formant les détecteurs. Cela présente de nombreux avantages, comme la réduction de l'encombrement des détecteurs et l'augmentation de leur rapidité de réponse.

Dans cette thèse, nous étudions une solution de filtrage qui puisse être directement intégrée à la matrice, afin que chaque sous-réseau de pixels reçoive des photons d'une longueur d'onde différente. Lorsque l'on envisage de fabriquer des filtres sur le plan focal d'un détecteur infrarouge, on se fixe des contraintes plus importantes que si les filtres font partie d'une optique séparée du détecteur. Ainsi, il faut un dispositif qui fonctionne sur de très petites surfaces (typiquement quelques centaines de μm^2) et qui permette d'ajuster le gabarit du filtre en modifiant un minimum de paramètres pour que la fabrication simultanée de différents filtres reste d'une complexité abordable, ceci afin de pouvoir, par la suite, les réaliser à grande échelle (par exemple, sur une plateforme silicium). De plus, les filtres doivent avoir une transmission suffisante, une réjection acceptable et une bonne tolérance à l'angle d'incidence. Ces critères dépendent des applications envisagées. Dans ce travail, on choisit d'étudier une solution qui conserve le même empilement pour tous les filtres et qui permet d'obtenir des filtres passe-bande grâce à la structuration d'une couche métallique.

Ces dernières années, l'étude de la structuration des métaux dans le domaine du visible et de l'infrarouge a connu un engouement certain avec la plasmonique, qui s'appuie sur l'existence d'ondes de surface à l'interface entre métaux et diélectriques, les plasmons polaritons de surface. Cependant, les métaux structurés présentent un intérêt au-delà de la plasmonique. Cela est connu dans les domaines des radiofréquences et des micro-ondes depuis plusieurs décennies avec l'existence des surfaces sélectives en fréquence : des ouvertures dans un métal ou des motifs métalliques périodiques permettent d'obtenir des filtres respectivement passe-bande ou coupe-bande. C'est le cas passe-bande qui nous intéresse tout particulièrement pour sélectionner une bande de longueur d'onde.

Quelques tentatives ont été faites pour adapter ces filtres à l'infrarouge, mais les performances ne sont pas suffisantes, faute d'une compréhension fine de leur fonctionnement dans l'infrarouge. De plus, les surfaces sélectives en fréquence en matrice de pixels n'ont, à notre connaissance, pas été étudiées en profondeur. Cette thèse se propose d'avancer dans la compréhension du fonctionnement des surfaces sélectives en fréquence dans l'infrarouge afin de mettre en relief leurs avantages et leurs inconvénients pour une utilisation en imagerie infrarouge sur le plan focal des détecteurs.

Le déroulement de cette thèse suit l'ordre suivant. Dans le chapitre 1, on s'intéressera de façon plus détaillée au contexte de l'imagerie infrarouge, aux types de détecteurs existants, aux applications de l'imagerie multispectrale dans différents domaines et aux dispositifs multispectraux actuels. Une revue des études sur les filtres existants sera proposée et commentée, de façon à positionner les structures étudiées ici - les surfaces sélectives en fréquence - dans la littérature. On peut dégager deux grands types de filtres : les filtres multicouches et les filtres structurés. Les filtres diélectriques multicouches représentent la solution de filtrage la plus utilisée actuellement, mais possèdent un inconvénient majeur : leur longueur d'onde de résonance dépend de l'épaisseur des différentes couches, c'est-à-dire que l'épaisseur des filtres varie d'un filtre à l'autre. Si cela ne pose pas problème lorsque les filtres sont physiquement séparés, il en est tout autrement lorsque l'on souhaite placer tous ces filtres sur une matrice de pixels. Plusieurs filtres métalliques structurés seront présentés. Le cas des surfaces sélectives en fréquence en transmission bénéficiera d'une attention particulière, car c'est celui qui nous intéresse ici. Notons que cette revue ne peut se baser que sur les articles publiés dans la littérature ; la problématique de confidentialité étant particulièrement forte dans le domaine de l'infrarouge, il est possible et même probable que de nouvelles solutions de filtrage soient déjà à l'étude dans les laboratoires.

Ensuite, le chapitre 2 s'intéressera aux propriétés optiques des métaux. En effet et contrairement aux domaines des radiofréquences et des micro-ondes d'où sont originaires les surfaces sélectives en fréquence, les métaux absorbent dans les domaines du visible et de l'infrarouge. Cette absorption diminue la transmission des filtres et dépend des métaux utilisés, ainsi que de la géométrie des structures. L'objectif de ce chapitre est de mettre en place les idées et les concepts qui nous serviront par la suite à étudier l'absorption métallique des filtres. Comme l'on veut utiliser ici des filtres métalliques structurés qui possèdent une résonance importante du champ électromagnétique dans les ouvertures de la couche métallique, on s'attend à une absorption plus intense que dans le cas de couches métalliques non structurées. On rappellera le modèle de Drude, qui représente une bonne approximation des propriétés optiques des métaux dans l'infrarouge, et on présentera les différents paramètres utilisés. De plus, une comparaison de différents métaux couramment utilisés dans le domaine de l'infrarouge sera proposée et commentée pour un usage dans des surfaces sélectives en fréquence.

Les deux chapitres suivants de la thèse proposeront un modèle théorique pour comprendre le fonctionnement des surfaces sélectives en fréquence dans l'infrarouge. Dans le chapitre 3, nous proposerons un calcul électromagnétique en trois dimensions pour obtenir la transmission et la réflexion à travers un réseau de fentes dans une couche métallique d'une épaisseur très inférieure à la longueur d'onde. Dans la recherche d'expressions analytiques exploitables, plusieurs hypothèses seront effectuées et discutées. Les champs électromagnétiques dans la fente seront exprimés comme ceux du mode guidé transverse électrique fondamental TE_{10} . La puissance absorbée par le métal et l'énergie contenue dans la fente seront calculées. Ce modèle sera ensuite comparé avec des simulations. La dépendance de la longueur d'onde de résonance aux différents paramètres sera discutée. Au chapitre 4, nous utiliserons la théorie temporelle des modes couplés pour identifier les paramètres les plus importants du fonctionnement de ces filtres. La théorie temporelle des modes

couplés modélise le filtre comme un résonateur possédant un ou plusieurs modes qui interagissent avec son environnement via des ports. Cette interaction est modélisée grâce à des taux de pertes radiatives. L'absorption métallique dans le filtre est prise en compte grâce à un taux de perte en absorption. Nous considérerons le cas d'un unique mode, le mode fondamental TE_{10} , et de deux ports : l'un côté réflexion et l'autre côté transmission. La théorie temporelle des modes couplés fournit un cadre qui nous permet d'analyser le fonctionnement des filtres. En particulier, on peut exprimer la transmission maximale à la résonance et la largeur à mi-hauteur du filtre en fonction des taux de pertes radiatives et par absorption. Les taux de pertes seront exprimés en fonction des quantités (puissance absorbée et énergie dans la fente) calculées au chapitre 3 et comparées avec des données issues de la simulation. Nous en déduisons des règles générales concernant la physique de nos structures. Quelques exemples d'utilisation du modèle pour appréhender des problèmes concrets seront proposés.

Dans les chapitres 3 et 4, l'étude d'une structure simplifiée nous permettra de comprendre le fonctionnement des surfaces sélectives en fréquence. Cependant, ces structures doivent être intégrées dans un empilement plus complexe pour tenir compte des réalités technologiques. La simulation nous permettra dans le chapitre 5 d'étudier différentes configurations. Tout d'abord, différents motifs sont possibles ; on verra que leur fonctionnement reste semblable. Ensuite, les filtres se trouvent sur un substrat. On étudiera l'influence de l'indice optique du substrat et du superstrat sur le filtre, et on verra que dans le cas d'un substrat de fort indice optique, il est nécessaire de placer une couche diélectrique d'un faible indice optique entre le filtre et ce substrat. L'influence des fines couches de passivation qui entourent le métal sera discutée. Ces considérations nous permettront de définir un empilement réaliste technologiquement et à même de tirer le meilleur parti des possibilités offertes en matière de filtrage par les surfaces sélectives en fréquence.

En conclusion, nous rappellerons les résultats obtenus dans cette thèse et nous proposerons quelques perspectives.

Chapitre 1

Détection infrarouge multispectrale et filtrage

Sommaire

1.1	La détection infrarouge	9
1.2	Applications de l'imagerie multispectrale	14
1.3	Les différentes approches à la détection multispectrale	16
1.4	Revue des filtres dans l'infrarouge	18
1.4.1	Les filtres multicouches	18
1.4.2	Les filtres métalliques structurés	20
1.5	Les surfaces sélectives en fréquence en transmission	22
1.6	Conclusion du chapitre	26

L'objectif de cette thèse est d'étudier des structures filtrantes pour la détection infrarouge. Dans ce chapitre, la détection infrarouge et ses enjeux actuels seront présentés. Une revue de la littérature dans le domaine du filtrage sera proposée.

1.1 La détection infrarouge

Le rayonnement infrarouge est situé dans une région spectrale invisible à l'œil humain. Les bandes de longueur d'onde correspondantes sont présentées sur la figure 1.1. Une partie du rayonnement infrarouge est absorbé par les molécules constituant l'atmosphère, l'autre partie est diffusée par les particules en suspension dans l'air. Cette absorption est sélective. Il en résulte une série de bandes de transmission appelées fenêtres de transmission de l'atmosphère. La figure 1.2 présente la transmission de l'atmosphère avec l'emplacement des bandes d'absorption des molécules. Dans la suite, on s'intéressera particulièrement aux bandes du Short Wave Infrared (SWIR) entre 1 et 3 μm , du Middle Wave Infrared (MWIR) entre 3 et 5 μm et du Long Wave Infrared (LWIR) entre 8 et 12 μm .

Il existe deux grandes familles de détecteurs infrarouges : les détecteurs thermiques (comme les bolomètres) et les détecteurs quantiques (comme les photodiodes). Dans le cas des bolomètres, les photons sont absorbés par un matériau. Cela cause l'élévation de la température d'un matériau thermomètre placé à proximité. La résistance du matériau thermomètre va varier en fonction de la température et c'est cette variation que l'on mesure. Ce fonctionnement est schématisé sur la figure 1.3. Les bolomètres fonctionnent à température ambiante et pour des longueurs d'onde comprises entre 8 et 12 μm .

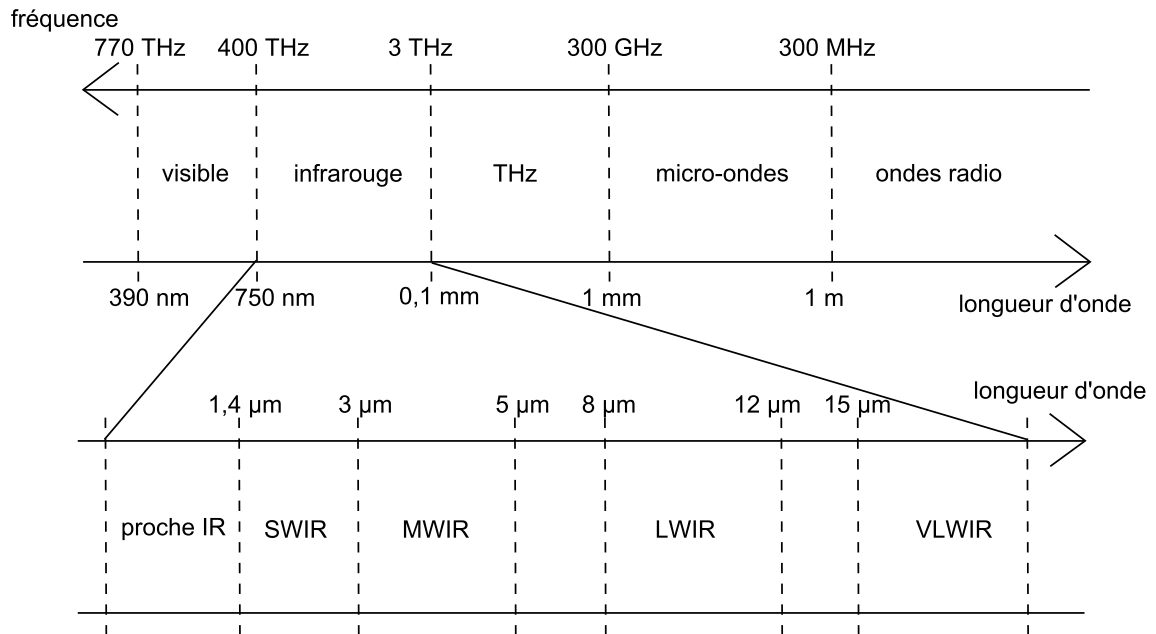


FIGURE 1.1 – Découpage du spectre électromagnétique et focus sur le spectre infrarouge. THz : térahertz, IR : infrarouge, SWIR : Short Wave Infrared, MWIR : Middle Wave Infrared, LWIR : Long Wave infrared, VLWIR : Very Long Wave Infrared.

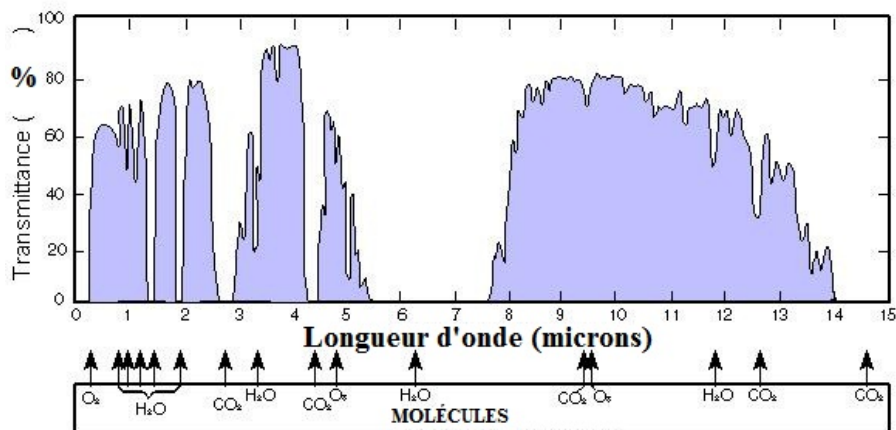


FIGURE 1.2 – Fenêtres de l’atmosphère et bandes d’absorption des molécules.

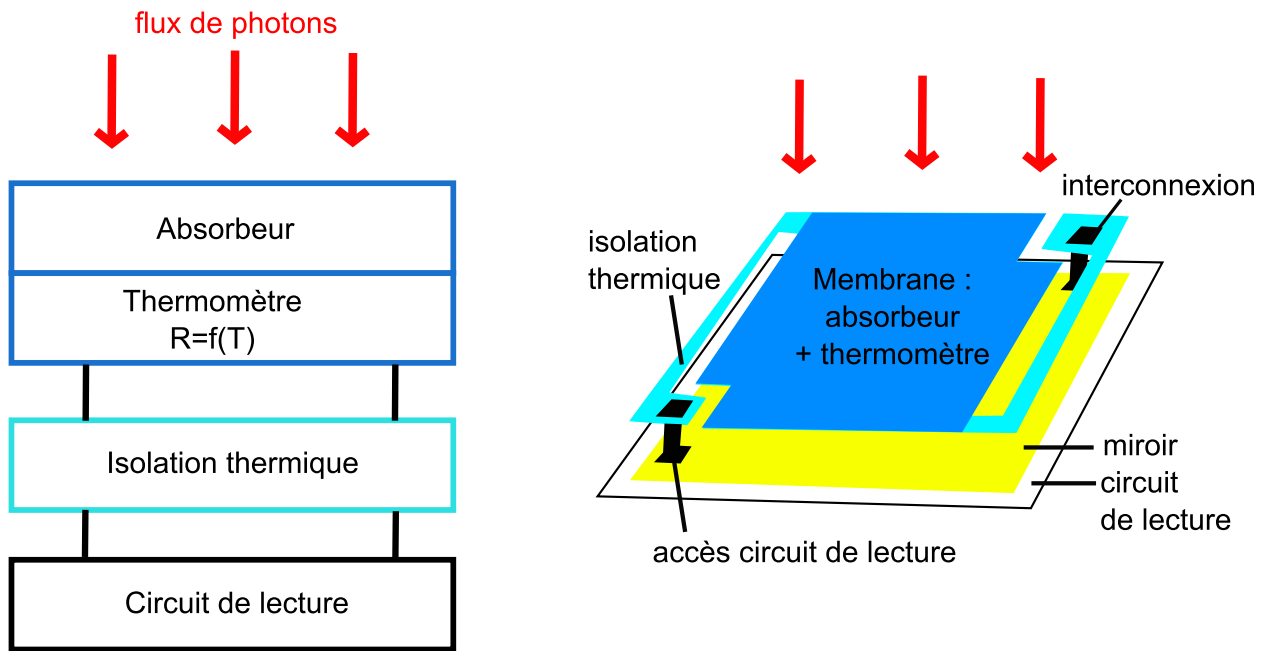


FIGURE 1.3 – Le fonctionnement d'un bolomètre. À gauche, le schéma général. À droite, le détail d'un pixel du bolomètre.

Les photodiodes ont un fonctionnement totalement différent. Dans ce deuxième cas, les photons sont absorbés par un semiconducteur, ce qui génère des paires électron/trou (effet photoélectrique). Les charges sont collectées par une jonction p-n. La figure 1.4 résume ce fonctionnement.

Seuls les photons incidents qui ont une énergie plus grande que celle du gap du semiconducteur peuvent être absorbés. Le gap dépend du semiconducteur choisi. Plusieurs semiconducteurs sont utilisés dans la détection infrarouge : l'InGaAs, l'InSb, le HgCdTe... Le $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ est particulièrement intéressant car son gap est ajustable en énergie entre 1 et 30 μm en changeant la composition x de l'alliage [Rogalski2005]. Le même matériau permet donc de couvrir toute la gamme de l'infrarouge.

Il est nécessaire de refroidir les photodiodes pour que le photocourant soit prédominant sur le courant à l'obscurité. Celui-ci varie exponentiellement avec la température. En général, on utilise des systèmes refroidis électriquement à 140K ou 120K. Cela augmente le coût et l'encombrement de ces détecteurs ; à l'heure actuelle, ils sont majoritairement utilisés pour la sécurité et la défense. Des applications civiles émergent tant bien que mal, par exemple pour le suivi de processus ou la détection de dioxyde de carbone.

Les photons peuvent être émis par différentes sources, dont les sources thermiques. Tout objet à une température T émet un rayonnement dit de corps noir :

$$I(f, T) = \frac{2hf^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{hf}{k_B T}} - 1} \quad (1.1)$$

avec I la puissance par unité de surface, d'angle solide et de fréquence (c'est-à-dire la luminance énergétique spectrale) en $\text{W m}^{-2} \text{sr}^{-1} \text{Hz}^{-1}$, h la constante de Planck, f la fréquence de l'onde électromagnétique, c la célérité de la lumière et T la température.

La longueur d'onde du maximum d'émissivité de l'objet est donnée par la loi de Wien :

$$\lambda_{max} T = 3000 \mu\text{m.K} \quad (1.2)$$

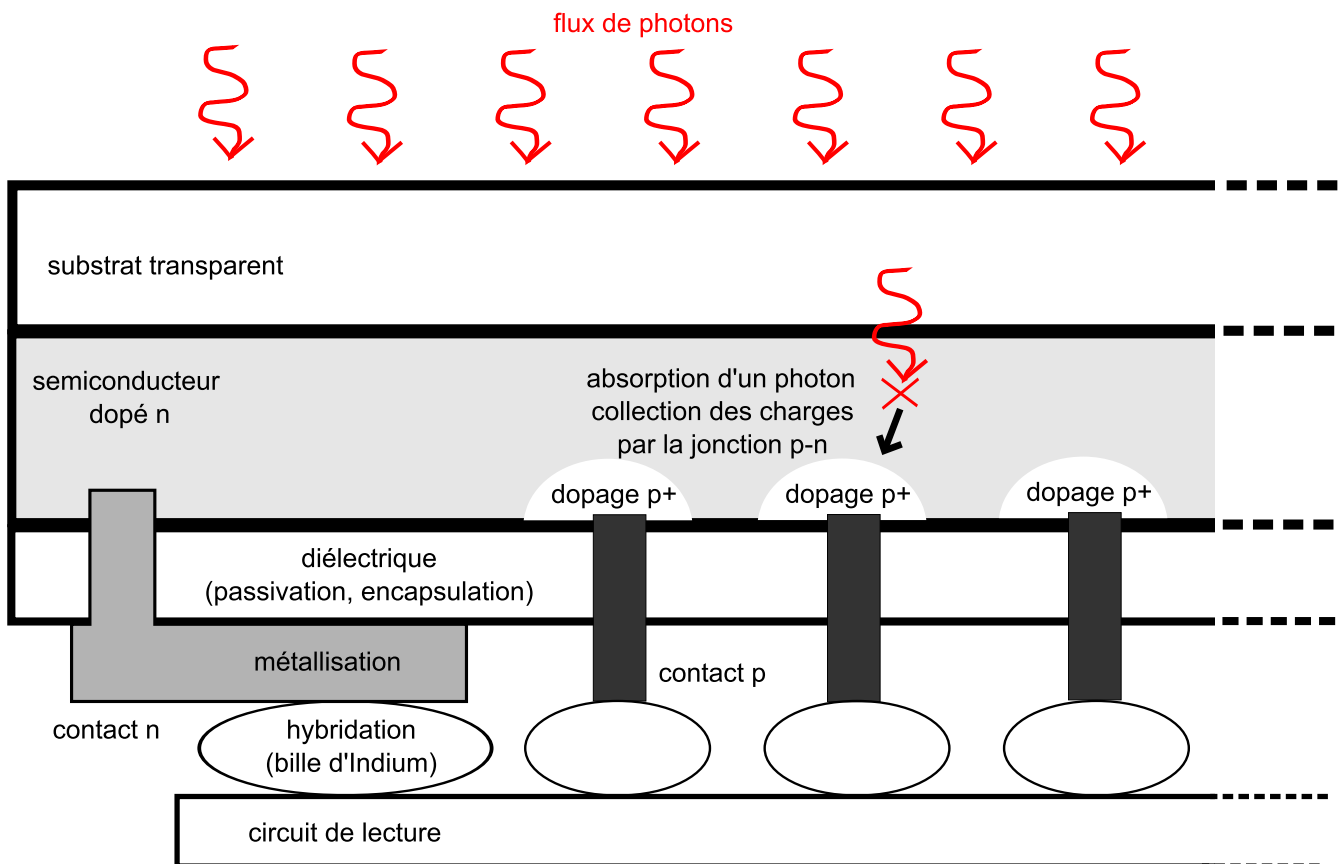


FIGURE 1.4 – Le fonctionnement d'une photodiode. Les photons incidents sont absorbés par le semiconducteur et les charges sont collectées par une jonction p-n au niveau de chaque pixel. Le circuit de détection (les diodes) est hybridé au circuit de lecture.

avec λ_{max} la longueur d'onde au maximum de l'émission et T la température.

Ainsi, un être humain d'une température de 37° va émettre un rayonnement centré sur la longueur d'onde $\lambda=9,7 \mu\text{m}$, ce qui correspond au LWIR. Des objets plus chauds vont émettre un rayonnement dans le MWIR. Si l'on dispose du détecteur adéquat, on peut donc voir ces objets car ils se détacheront du reste de l'environnement, plus froid. Une imagerie thermique est donc possible.

D'autres types de sources sont les molécules qui composent la matière. Lorsqu'elles sont excitées à un certain état d'énergie, elles peuvent se désexciter pour revenir vers un état d'énergie inférieur, plus stable, en émettant un photon dont l'énergie correspond à la différence entre les deux états. Cette énergie est souvent dans la gamme de l'infrarouge pour les absorptions et les désexcitations liées aux modes vibrationnels des molécules. Chaque molécule se désexcite à une énergie différente ; les photons émis par une molécule constituent donc sa signature et permettent de l'identifier. C'est la spectroscopie. Pour cela, le détecteur seul ne suffit pas car il ne permet pas de différencier des longueurs d'onde proches. Pour résoudre ce problème, on ajoute des filtres entre le détecteur et la source à identifier. Ces filtres permettent de sélectionner une bande de longueur d'onde plus petite à l'intérieur de celle couverte par le détecteur.

Dans la catégorie des photons émis par les molécules, on peut citer le cas particulier du "night-glow". Il s'agit de la désexcitation de certaines molécules de l'atmosphère. Ce rayonnement infrarouge appartient à la bande SWIR et joue le rôle d'une source d'éclairage pour les objets.

On peut résumer les applications de la détection infrarouge en deux familles :

- l'imagerie, où l'on cherche à visualiser une scène ;
- la spectroscopie, où l'on cherche à identifier des composants, par exemple des gaz.

En imagerie infrarouge, comme en imagerie visible, le détecteur est une matrice de pixels. Cela permet d'obtenir une information spatiale sur les photons qui arrivent sur le détecteur, et donc de reconstituer une image. Les pixels sont des carrés de côté généralement compris entre $30 \mu\text{m}$ et $5 \mu\text{m}$. Leur taille standard sur le marché est généralement de 15 à $10 \mu\text{m}$.

Les enjeux actuels de l'imagerie infrarouge sont :

- l'obtention de matrices de taille plus importante et la réduction de la taille des pixels afin d'avoir une meilleure résolution spatiale de l'image ;
- l'augmentation de la température de fonctionnement des détecteurs refroidis pour diminuer leur coût et leur encombrement ;
- la fonctionnalisation des détecteurs, c'est-à-dire l'intégration directement sur le détecteur d'une ou plusieurs fonctions supplémentaires, comme le filtrage.

C'est ce dernier point qui nous intéresse ici. On parle de détection multispectrale ou hyperspectrale pour désigner la détection d'une même scène ou d'un même objet dans plusieurs bandes de longueur d'onde. Au lieu d'enregistrer une seule image dans la bande SWIR, MWIR ou LWIR, on va enregistrer plusieurs images, chacune dans une bande de longueur d'onde plus restreinte. On utilise des filtres pour sélectionner ces bandes. L'enregistrement des données peut se faire de façon successive ou simultanée. Dans le premier cas, on place un filtre devant le détecteur, on enregistre l'image, puis on place un autre filtre et on enregistre l'image suivante, etc. Des roues à filtres peuvent permettre de mécaniser le processus. Dans le deuxième cas, la matrice du détecteur est divisée en différentes parties qui filtrent chacune à une longueur d'onde différente. On peut par exemple diviser le détecteur en plusieurs quadrants, mais il faudra alors le déplacer pour

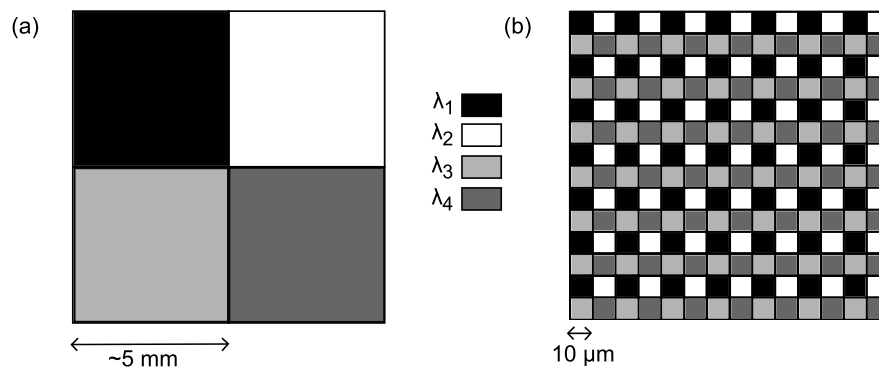


FIGURE 1.5 – Deux solutions parmi celles possibles pour filtrer à quatre longueurs d'onde λ_1 , λ_2 , λ_3 et λ_4 . (a) Filtrage au niveau macroscopique, où le détecteur est divisé en quatre quadrants. (b) Filtrage au niveau des pixels, où les pixels adjacents filtrent chacun une longueur d'onde différente.

pouvoir reconstituer l'image complète. Dans le cas des matrices de Bayer, on alterne les filtres au niveau de chaque pixel. Un seul enregistrement suffit alors pour obtenir une image complète avec l'information spectrale. La figure 1.5 illustre ces deux solutions.

1.2 Applications de l'imagerie multispectrale

Avant de présenter certaines applications de la détection multispectrale, nous allons préciser un point de vocabulaire. En effet, on parle aussi de détection "hyperspectrale". La différence entre "multispectral" et "hyperspectral" dans la littérature est floue. En général, le terme hyperspectral est utilisé lorsqu'il y a un grand nombre de bandes spectrales et qu'elles sont très fines. Dans un cas particulier, celui de l'observation de la Terre, une définition a été proposée par [Goetz2009] : on parle d'imagerie hyperspectrale pour l'acquisition d'images sur des centaines de bandes spectrales contiguës afin de reconstituer la totalité du spectre. Par opposition, l'imagerie multispectrale concerne moins d'une dizaine de bandes spectrales et est discrète. Pour les applications en imagerie infrarouge terrestre, on cherche à diviser les bandes SWIR, MWIR et LWIR en bien moins d'une dizaine de bandes, qui pourront éventuellement se chevaucher. Dans la suite de la thèse, on parlera d'imagerie multispectrale. Dans la revue de littérature ci-dessous, la dénomination choisie sera celle des auteurs.

L'une des premières applications de l'imagerie hyperspectrale concerne l'observation de la Terre depuis l'espace. Dans ce cas, le but est d'obtenir des informations sur notre planète. Les bandes spectrales se comptent par centaines, à tel point qu'on parle d'un "cube" d'images, à deux dimensions spatiales et une dimension spectrale. La précision obtenue avec ce type d'imagerie est suffisante pour pouvoir obtenir des informations même en dehors des fenêtres de transmission de l'atmosphère, sauf lorsque la transmission atmosphérique est nulle. C'est ce qui arrive pour des longueurs d'onde comprises entre $1,4 \mu\text{m}$ et $1,9 \mu\text{m}$ à cause de l'absorption du rayonnement infrarouge par la vapeur d'eau des cirrus (nuages de haute altitude). Ce fait permet de différencier les cirrus d'autres nuages à plus basse altitude [Goetz2009]. Les observations permettent de cartographier la surface de la Terre selon la composition des sols (minéraux), la végétation (herbe, arbres, etc.), eau... Elles servent aussi à étudier l'évolution de la planète (océans, banquise) ou encore à mieux gérer les ressources en eau (détecter les inondations, connaître la qualité de l'eau, cartographier les zones humides... [Govender2007]).

L'imagerie multispectrale peut aussi servir à détecter des défauts ou des contaminants dans la nourriture, en temps réel [Gowen2007]. C'est une technique non destructive et rapide, ce qui explique son déploiement en cours sur les chaînes de production. Par exemple, un système hyperspectral visible-proche infrarouge a été développé pour remplacer l'illumination aux ultraviolets dans la reconnaissance de fruits pourris sur une chaîne industrielle [Gomez-Sanchis2008]. Le détecteur permet d'acquérir des images de 551x551 pixels avec une résolution spatiale de 3,75 pixels/mm et à des longueurs d'onde comprises entre 460 nm et 1020 nm, avec une résolution spectrale de 10 nm grâce à deux filtres à cristaux liquides réglables.

La médecine s'intéresse aussi à l'imagerie multispectrale, parce qu'elle est non invasive et non ionisante (non dangereuse pour le patient). On citera deux applications parmi celles présentées par [Lu2013] :

- le diagnostic non-invasif de maladies, comme les cancers ou les maladies cardiovasculaires. En effet, les propriétés optiques des tissus (absorption, fluorescence et diffusion de la lumière) sont complexes et changent au cours de l'évolution d'une maladie. L'imagerie hyperspectrale permet d'obtenir des images de grandes zones de tissus, ce qui est un avantage par rapport à la spectroscopie optique qui mesure le spectre d'un seul point à la fois. L'imagerie est également un bon moyen de diagnostiquer des maladies d'organes fragiles comme l'œil ;
- la chirurgie, en permettant au chirurgien de mieux visualiser les lésions en temps réel. Par exemple, l'imagerie hyperspectrale permet de voir les tissus derrière le sang, ce que ne permet pas une inspection à l'œil nu. Elle permet également de distinguer un tissu sain d'un tissu cancéreux lors d'une opération visant à retirer une tumeur, comme dans le cas du cancer du sein.

Les détecteurs IR cités utilisent de l'InGaAs ou du HgCdTe comme matériau absorbant dans le proche infrarouge. Le dispositif permettant la séparation des longueurs d'onde peut être un filtre à cristaux liquides, un filtre acousto-optique ou encore un système de prismes et de réseaux. Ce sont des systèmes encombrants, ce qui n'est pas un problème ici puisque les détecteurs ne sont pas destinés à être déplacés.

L'imagerie hyperspectrale dans le domaine médico-légal permet de repérer des traces d'empreintes en analysant chimiquement leurs composants (acides aminés, composants inorganiques et protéines). Elle permet aussi d'analyser d'autres composants, comme les cheveux, les taches de sang, les encres, les fibres, etc. Les détecteurs employés dans l'infrarouge moyen utilisent du PbSe, de l'InSb ou du HgCdTe. Les filtres sont là encore à cristaux liquides ou acousto-optiques, dont les principaux inconvénients sont la taille et le coût. Des filtres de type Fabry-Pérot ont récemment été développés pour ces applications. [Edelman2012]

En archéologie et conservation de l'art, l'imagerie hyperspectrale permet d'étudier des objets fragiles comme les peintures et les manuscrits sans les abîmer. Les bandes de longueur d'onde sont l'ultraviolet, le visible et le proche infrarouge. Il est possible de détecter des réparations ou des travaux précédents et d'identifier des pigments. Il est également possible de repérer l'humidité sur une peinture murale. [Liang2012]

De façon analogue au domaine visible qui peut être découpé en trois bandes (rouge, vert, bleu) pour obtenir de la couleur, on peut découper une bande de l'infrarouge en plus petites bandes représentant chacune une "couleur". Les images obtenues par le détecteur seront alors "en couleur" et non en niveaux de gris.

Métaux	Matériaux non métalliques
Al poli 0,05	brique rouge 0,93
Al anodisé 0,55	béton 0,92
Cu poli 0,02	papier 0,93
Cu oxydé 0,78	plastique 0,91
Au poli 0,21	sable 0,90
acier poli 0,07	peau humaine 0,98
acier oxydé 0,79	eau distillée 0,96
	bois (chêne) 0,90

TABLE 1.1 – Exemples d'émissivités. [Daniels2010]

L'imagerie multispectrale peut permettre d'identifier des objets. Cette application est utile pour l'imagerie thermique, où tous les objets sont des sources de rayonnement à cause de leur température. En effet, les objets ne sont pas des corps noirs parfaits et le rayonnement émis dépend de leur température et de leur émissivité ϵ . L'émissivité est sans unité et comprise entre 0 et 1 (cas du corps noir). La table 1.1 donne des exemples d'émissivités pour différents matériaux.

Les métaux polis ont une émissivité très faible (0,05 pour de l'aluminium poli, 0,07 pour de l'acier poli) alors que d'autres types de matériaux ont une émissivité bien plus élevée (0,92 pour le béton, 0,90 pour le bois, 0,98 pour la peau humaine). Le détecteur va mesurer une quantité appelée exitance radiative M , qui est la puissance par unité de surface quittant une surface. D'après la loi de Stefan-Boltzmann pour un corps gris, l'exitance intégrée sur toute la gamme spectrale vaut :

$$M = \epsilon \sigma T^4 \quad (1.3)$$

avec $\sigma = \frac{2\pi^5 k_B^4}{15c^2 h^3}$, k_B la constante de Boltzmann, c la vitesse de la lumière dans le vide, h la constante de Planck, T la température de l'objet source et ϵ son émissivité.

Le détecteur va donc mesurer le produit ϵT^4 . Ce produit peut être identique pour des sources très différentes, comme un animal (forte émissivité, faible température) et un véhicule (faible émissivité, forte température). Si on dispose de mesures effectuées dans différentes gammes spectrales (c'est-à-dire à des longueurs d'onde différentes), on peut différencier les deux objets.

Les détecteurs multispectraux peuvent également servir à la détection de gaz comme le dioxyde de carbone.

1.3 Les différentes approches à la détection multispectrale

Il existe plusieurs façons d'obtenir une sélectivité en fréquence : soit au niveau du semiconducteur lui-même, soit au niveau des photons incidents sur le détecteur, en les triant ou en les filtrant. Le dispositif de triage ou de filtrage peut se trouver loin du plan focal du détecteur ou au niveau de celui-ci.

Tout d'abord, il est possible de fabriquer des détecteurs où la sélection en fréquence se fait au niveau du détecteur. Cela donne des dispositifs complexes. Par exemple, des détecteurs HgCdTe multispectraux à deux couleurs sont présentés dans [Rogalski2009]. Ils sont composés de plusieurs couches de semiconducteurs superposés, chacun détectant une longueur d'onde différente. Les photons incidents traversent d'abord la couche qui a le plus grand gap, et ceux qui correspondent à cette énergie sont absorbés. Ensuite, ceux qui restent traversent la couche de plus petit gap. Une

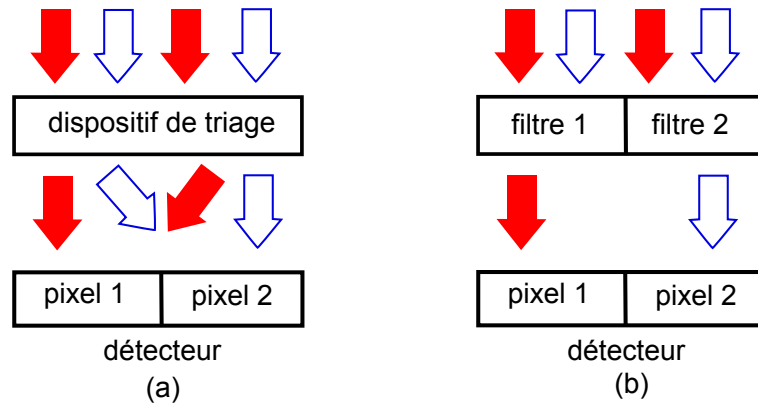


FIGURE 1.6 – (a) Le triage envoie les photons incidents sur un pixel différent selon leur longueur d'onde. Il n'y a pas de pertes de photons. (b) Le filtrage sélectionne les photons d'une certaine longueur d'onde. Les autres sont perdus.

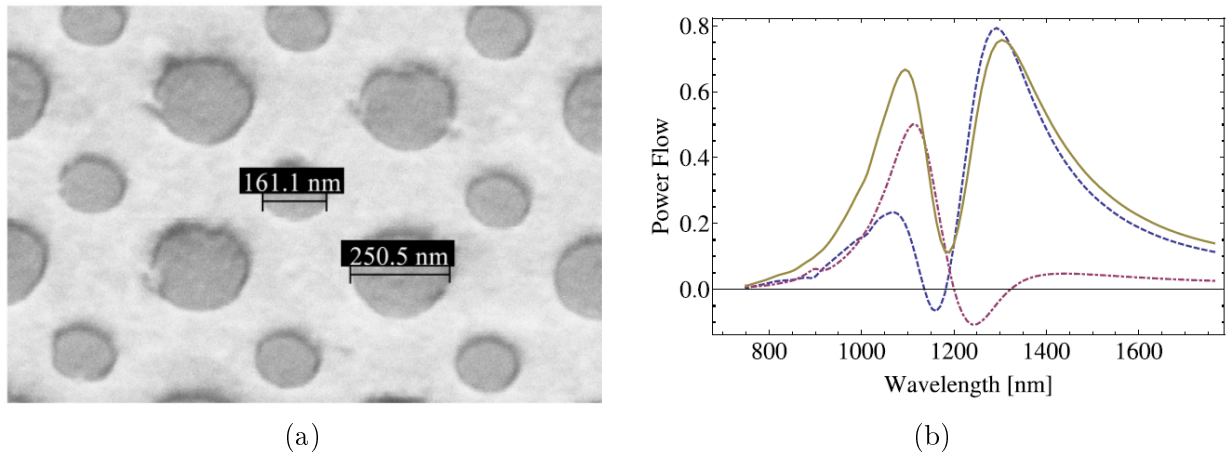


FIGURE 1.7 – Images tirées de l'article [Mandel2013] proposant une structure de triage de photons. (a) Image MEB de la structure. La zone claire est l'Au. Les ouvertures contiennent du Si amorphe. Les deux tailles de cavités disposées sur un réseau carré permettent de filtrer deux longueurs d'onde différentes. (b) Flux de puissance à travers les deux types de cavités (pointillés) et flux de puissance total (trait plein). Il peut être négatif lorsqu'un couplage avec des plasmons de surface se produit.

technologie bispectrale a été développée au CEA LETI avec Sofradir [Reibel2011]. Les inconvénients de ces structures sont leur coût, leur encombrement et la difficulté à aligner les différents éléments.

Certains dispositifs sont conçus pour trier les photons et les envoyer à différents endroits du détecteur selon leur longueur d'onde. En théorie, le triage permet de récupérer tous les photons qui arrivent sur le détecteur : il n'y a pas de pertes, cf figure 1.6a. Le dispositif de tri est dit actif. On peut citer en exemple un réseau de cavités de deux tailles différentes : chaque sous-réseau trie une longueur d'onde particulière [Mandel2013] (voir figure 1.7). Les deux spectres simulés montrent une transmission supérieure à 50%. La transmission expérimentale est beaucoup plus faible ; les auteurs attribuent ce résultat à "des facteurs non contrôlables liés à la fabrication". Des rainures en cercles concentriques ou "œil de bœuf" qui se superposent permettent également d'atteindre un objectif de tri spectral. La longueur d'onde de résonance dépend dans ce cas de la période des rainures. L'article [Laux2008] présente une structure composée de trois œils de bœuf (voir figure 1.8). Les auteurs ne donnent pas de valeur pour la transmission absolue.

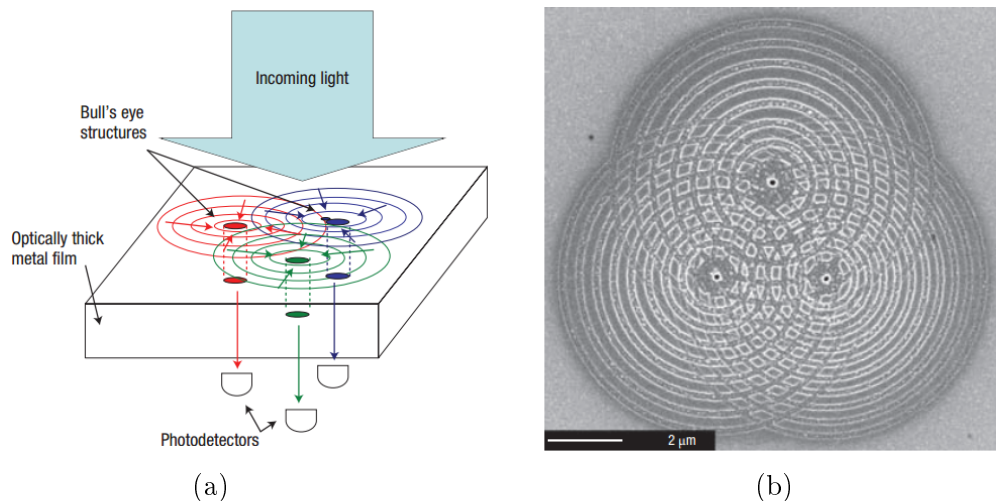


FIGURE 1.8 – (a) Schéma du fonctionnement de la structure à trois œils de bœuf. La lumière qui arrive sur la structure est triée selon sa longueur d’onde. Trois détecteurs enregistrent chacun le résultat à une longueur d’onde différente. (b) Image de la structure. La période des cercles concentriques permet de varier la longueur d’onde de résonance.

Enfin, on peut utiliser des filtres. Ils sont placés avant le détecteur et sélectionnent les photons à une certaine longueur d’onde. Ce dispositif est dit passif. Remarquons que contrairement au triage, il y a des pertes de photons, cf figure 1.6b. Par la suite, on s’intéressera uniquement au filtrage qui est plus simple à obtenir que le triage.

1.4 Revue des filtres dans l’infrarouge

On a vu plus haut que les dispositifs hyperspectraux qui nécessitent d’obtenir une image pour un grand nombre de longueurs d’onde utilisent souvent des filtres réglables électroniquement. Dans cette catégorie, on trouve notamment des filtres à cristaux liquides, des filtres acousto-optiques et des interféromètres de type MEM (Micro Electro Manufacturing) [Gat2000]. En modifiant la tension électrique appliquée sur un cristal liquide biréfringent, on peut changer la longueur d’onde du filtre. Ces filtres sont sensibles à la polarisation (donc si la lumière n’est pas polarisée, on perd la moitié des photons). Ils sont utilisés dans le visible et le proche infrarouge. On peut régler un filtre acousto-optique en changeant la fréquence d’ondes acoustiques envoyées sur un cristal biréfringent comme le TeO_2 pour des longueurs d’ondes de filtrage comprises entre 350 et 5000 nm ([Liang2012]. Les ondes envoyées sur le cristal produisent une modulation périodique de son indice optique, ce qui revient à un réseau de diffraction en trois dimensions. Ces filtres sont également sensibles à la polarisation. Ils sont complexes à fabriquer et peu adaptés à un usage directement sur la matrice (où il n’y a tout simplement pas assez de place).

1.4.1 Les filtres multicouches

Les filtres les plus utilisés dans le commerce sont des filtres diélectriques multicouches. Ils sont composés d’un empilement de différents diélectriques dont les épaisseurs déterminent la longueur d’onde de résonance. Ce sont des filtres interférentiels. Pour plus de détails sur leur fonctionnement ou leur fabrication, se référer à [Macleod2010]. Ils ne nécessitent pas de lithographie. Cependant, deux filtres à deux longueurs d’onde de résonance différentes auront des épaisseurs différentes ou des empilements différents. De plus, ils nécessitent généralement un grand nombre de couches pour

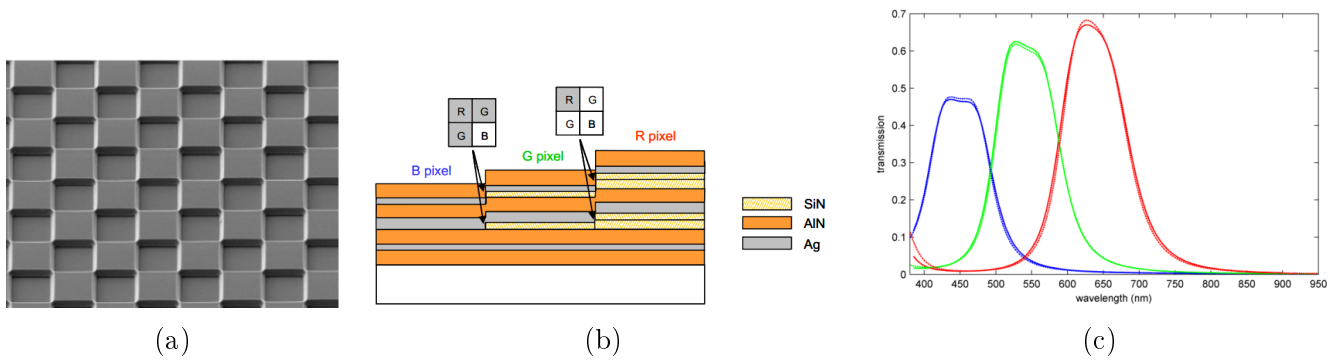


FIGURE 1.9 – Réalisations de filtres multicouches au niveau du pixel. Les images sont tirées des articles cités. (a) Image MEB des filtres multicouches sur la matrice [Oussalah2015]. (b) Empilement pour les différents filtres de l'article [Frey2011]. (c) Spectres expérimentaux obtenus pour les filtres bleu, vert et rouge de [Frey2011]. En pointillés : comparaison avec la simulation.

obtenir les performances requises. Pour réduire le nombre de couches nécessaires, on peut utiliser du métal qui a de bonnes propriétés de réjection. Par exemple, placer une couche de diélectrique entre deux couches métalliques permet d'obtenir un filtre passe-bande (résonance de Fabry-Pérot avec des miroirs métalliques). Des techniques existent pour maximiser la transmission d'un filtre multicouche en fonction de l'épaisseur du métal (filtres à transmission induite). La transmission dépend du type de filtres et du nombre de couches métalliques. Pour de l'Ag dans le visible, elle pourra atteindre 80 % pour une couche de 70 nm d'Ag à la longueur d'onde $\lambda=550$ nm (cf [Macleod2010] p.387).

À cause de la dépendance à l'épaisseur du filtre, en fabriquer à l'échelle du pixel est très délicat. Certains travaux récents tentent de le faire dans l'infrarouge (SWIR et MWIR) avec un nombre restreint de couches [Oussalah2015]. La figure 1.9a est une vue au microscope électronique à balayage des pixels d'épaisseur différente. Les pixels font $15 \mu\text{m}$ de côté. Une réalisation dans le domaine visible a eu lieu en 2011 par des équipes du CEA LETI. Leur objectif était de fabriquer une matrice de Bayer avec des pixels de taille $1,75 \mu\text{m}$ dans le but de se passer de filtre pour couper l'infrarouge et de réduire l'épaisseur du dispositif pour diminuer la taille des pixels. Ces multicouches permettent de se passer des résines colorées qui servent d'habitude comme filtres dans l'imagerie visible. Les pixels sont là aussi d'épaisseurs différentes et composés d'une alternance de couches métalliques et diélectriques. Les transmissions atteintes sont comprises entre 50% et 70% en simulation. L'efficacité quantique (photons détectés/photons incidents) mesurée est comprise entre 25% et 45 %. La fabrication a nécessité quatre niveaux successifs de photolithographie, gravure et stripping [Frey2011]. La figure 1.9b montre l'empilement utilisé pour chaque filtre. La figure 1.9c donne la transmission obtenue. Elle est plus faible pour le filtre bleu à cause de l'indice optique plus élevé de l'argent à ces longueurs d'onde.

Pour s'affranchir de la dépendance à l'épaisseur, il est possible de modifier l'indice optique des couches diélectriques en y incluant des éléments très petits devant la longueur d'onde. En choisissant la période des inclusions, on peut varier l'indice effectif du diélectrique et donc la longueur d'onde de résonance du filtre. L'article [Sun2008] décrit une cavité Fabry-Pérot métal-diélectrique-métal, le diélectrique comportant un réseau métallique qui change son indice effectif. Les auteurs précisent que ce type de structure permet d'obtenir des largeurs de bande comparables à celles des cavités Fabry-Pérot traditionnelles, alors que celles des réseaux métalliques de trous sont plus larges. La figure 1.10 montre les différentes transmissions obtenues par les auteurs.

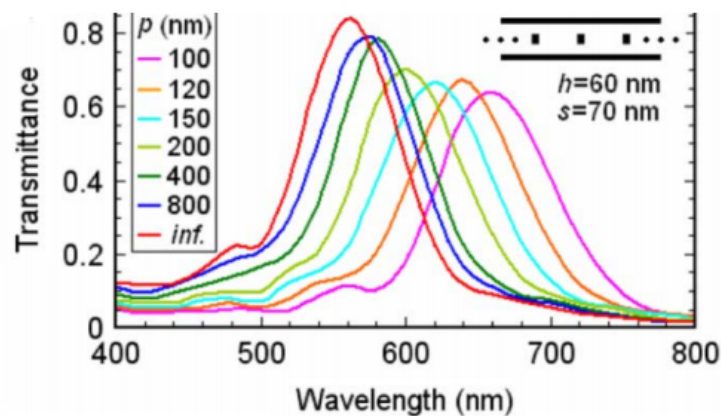


FIGURE 1.10 – Les transmissions simulées dans [Sun2008]. Le schéma en haut à droite de l'image montre les inclusions (en noir) dans le diélectrique. h est leur hauteur, p leur période et s est l'espacement entre ces inclusions et les couches métalliques qui forment les miroirs de la cavité (traits noirs horizontaux).

1.4.2 Les filtres métalliques structurés

En structurant les métaux, on peut obtenir des propriétés de filtrage.

Les bolomètres utilisent des filtres en absorption pour obtenir une sélectivité spectrale. La revue de [Talgader2012] en cite plusieurs. L'absorption a lieu dans le métal ou le diélectrique. Dans ce cas, l'absorption métallique est souhaitée puisqu'elle contribue à élever la température à la longueur d'onde voulue. C'est le contraire dans les filtres en transmission : tout photon absorbé est un photon perdu. Des structures ont aussi été fabriquées pour fonctionner comme des émetteurs (d'après la loi de Kirchhoff, les propriétés en absorption sont égales aux propriétés en émission) et tirent parti de l'absorption métallique, par exemple les réseaux coaxiaux de forme carrée de [Monacelli2005].

L'antenne patch est aussi un moyen de sélectionner la fréquence. L'article [Jung2014] en est un exemple avec un semiconducteur absorbant (HgCdTe) entre les deux couches de métal.

Les filtres à résonance de mode guidé sont des motifs métalliques placés sur une couche de fort indice optique qui joue le rôle d'un guide d'onde. Le couplage entre le mode de guide d'onde et les résonances des patches métalliques donne une résonance qui dépend de l'épaisseur du diélectrique et de la période des motifs métalliques. Plusieurs filtres dits à résonance de mode guidé ont été proposés. L'ONERA a proposé des filtres sur substrat saphir [Sakat2011], le CEA LETI des filtres sur substrat silicium [LePerchec2011]. Comme le silicium possède un fort indice optique, il est nécessaire d'intercaler une couche faible indice entre le substrat et la couche diélectrique servant de guide d'onde (cf figure 1.11).

Un autre moyen d'obtenir une sélectivité en fréquence consiste à percer des ouvertures dans une plaque métallique. Parlons tout d'abord de la "transmission extraordinaire". Dans ce cas, la taille des trous est très inférieure à la longueur d'onde et l'emplacement de la résonance dépend de la période. Le phénomène de "transmission extraordinaire", observé pour la première fois par

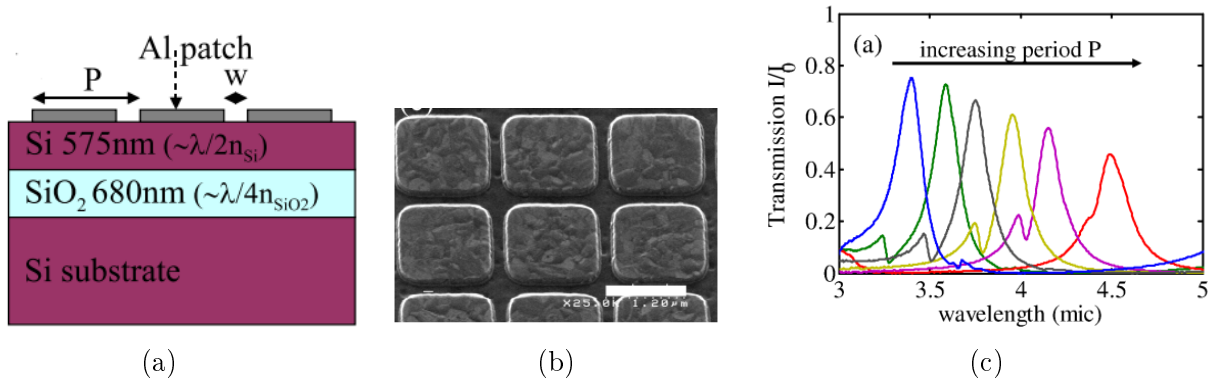


FIGURE 1.11 – Filtres à résonance de mode guidé de l'article [LePerchec2011]. (a) Schéma de la structure des filtres. (b) Image MEB de la surface des filtres. Les carrés sont en aluminium. (c) Spectres expérimentaux obtenus pour les filtres en faisant varier la période.

Ebbesen [Ebbesen1998], correspond à l'existence d'une transmission non nulle à travers cette couche métallique percée de petits trous. La transmission observée était supérieure à la limite classique issue de la théorie multipolaire (travaux de Bethe au premier ordre avec un conducteur parfait [Bethe1944], généralisés aux ordres supérieurs par Bouwkamp [Bouwkamp1954]), où la transmission à travers une unique ouverture évolue selon $\frac{r^4}{\lambda^4}$ (pour l'historique, voir par exemple l'article [Garcia-Vidal2010]). Ce phénomène a donné lieu à de nombreux articles dans la littérature par la suite. L'explication la plus communément admise aujourd'hui fait appel à l'existence d'ondes de surface. Il peut s'agir de plasmons polaritons de surface (SPP) présents en polarisation transverse magnétique (TM) à l'interface entre un métal et un diélectrique aux longueurs d'onde de l'optique et excités par le réseau, ou bien d'autres ondes de surface. Dans le domaine des micro-ondes où les plasmons polaritons de surface n'existent pas, structurer une interface entre un métal et un diélectrique permet d'observer un phénomène similaire aux SPP [Collin2014]. Un phénomène de transmission extraordinaire a aussi été observé dans le cas d'une unique ouverture et expliquée par des plasmons de surface localisés [Degiron2004]. Les mesures effectuées dans le visible et le proche-infrarouge pour des réseaux de trous donnent une transmission maximale comprise entre 5 et 20%. Cela est dû à l'asymétrie des structures et à l'absorption par le métal, particulièrement forte puisque dans le cas des SPP, le champ électromagnétique est très fort près du métal [Collin2014]. À 15 μm de longueur d'onde, une équipe a obtenu une transmission de 60 % pour des trous percés dans une couche d'Ag. Leur structure était symétrique et l'absorption métallique à cette longueur d'onde est bien moins importante qu'à des longueurs d'onde plus courtes. [Ye2004].

D'autres modes de résonance peuvent permettre d'augmenter la transmission à travers des réseaux métalliques sans plasmons, comme des modes de cavité ou des modes guidés (voir par exemple l'article [Popov2004] qui étudie des résonances de ce type dans des conducteurs parfaits). Ceux qui nous intéressent ici sont ceux qui apparaissent quand on augmente la taille des trous dans le métal pour obtenir des surfaces sélectives en fréquences. Une surface sélective en fréquence (FSS pour Frequency Selective Surfaces) en transmission est une plaque métallique percée d'ouvertures qui peuvent avoir différentes formes. La longueur d'onde de résonance est supérieure à la taille des trous et dépend directement des paramètres géométriques desdits trous. Elle dépend seulement faiblement de la période, qui joue plutôt un rôle dans la largeur à mi-hauteur du pic de résonance. Ce point est important, car il différencie les surfaces sélectives en fréquence des réseaux d'ouvertures de la transmission extraordinaire. Les surfaces sélectives en fréquence peuvent exister dans une large gamme de longueur d'onde, que le métal soit absorbant ou pas. Elles sont utilisées depuis des décennies dans les domaines des ondes radio et des micro-ondes. Le livre de référence

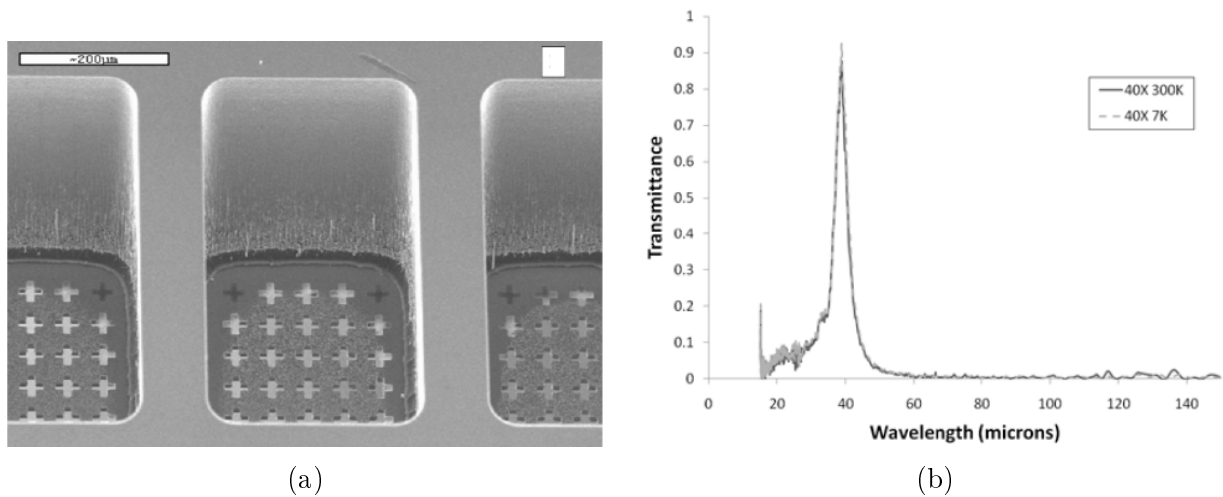


FIGURE 1.12 – Images de l'article [Merrell2012]. (a) Vue au MEB des filtres avec des motifs en forme de croix. Les filtres sont supportés par du silicium d'épaisseur $400\ \mu\text{m}$. (b) Spectres mesurés à 300K et 7K pour un filtre résonant à $40\ \mu\text{m}$.

de Munk [Munk2000] donne des exemples de designs pour des filtres passe-bande très réjectifs. L'adaptation à des longueurs d'onde où les propriétés des métaux sont différentes (ils absorbent) change les performances atteignables par les FSS.

Les surfaces sélectives en fréquence sont de bonnes candidates pour le filtrage au niveau du pixel dans l'infrarouge pour plusieurs raisons :

- leur longueur d'onde de résonance est ajustable avec des paramètres géométriques latéraux ;
- leur longueur d'onde de résonance est peu sensible aux variations de l'angle d'incidence car il s'agit d'une résonance localisée ;
- elles peuvent fonctionner sur de très petites aires de pixel ;
- leur fabrication nécessite très peu d'étapes de lithographie.

Ce sont ces structures qui seront étudiées dans la suite de cette thèse.

1.5 Les surfaces sélectives en fréquence en transmission

Dans cette section, différents exemples sont classés par longueur d'onde, des plus grandes (THz) aux plus petites (visible) en passant par les différentes gammes de l'infrarouge (LWIR, MWIR, SWIR), cf figure 1.1.

Dans le THz et le VLWIR, les métaux absorbent très peu. Plusieurs articles présentent des surfaces sélectives en fréquence. L'article [Kaufmann2010] présente une surface sélective en fréquence avec des croix qui filtre à une fréquence de 2.4 THz. Ce filtre est un élément d'un dispositif destiné à l'étude des éruptions solaires. Sa transmission change selon qu'il est suspendu ou intégré dans un empilement.

Un article de la NASA présente des filtres passe-bande dans l'infrarouge lointain. L'application visée est la spectroscopie planétaire depuis l'espace. Il faut donc respecter des contraintes sur la masse, la résistance aux radiations et aux faibles températures, etc. Deux sortes de filtres sont été fabriqués : un réseau hexagonal de disques et un réseau carré de croix gravé dans une couche de cuivre [Merrell2012]. La figure 1.12 illustre ces filtres.

Un autre article [Sako2008] a également choisi de faire des surfaces sélectives en fréquence en forme de croix pour les télescopes spatiaux (infrarouge lointain, de 25 à $40\ \mu\text{m}$). Dans [Ade2006],

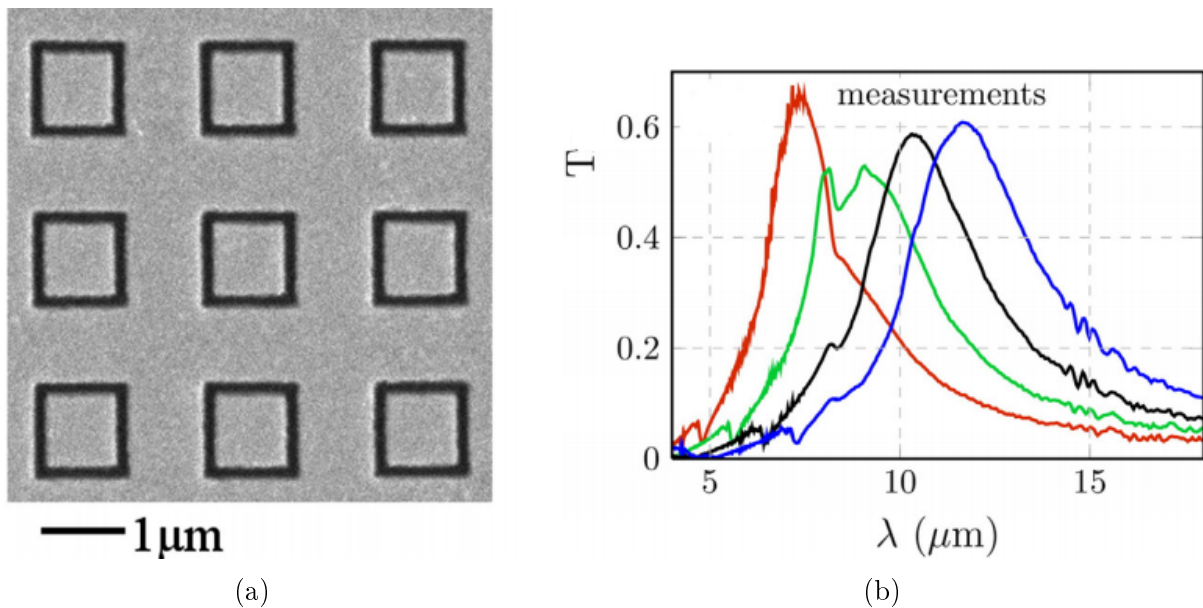


FIGURE 1.13 – Les résultats de l'article [Commandre2015]. (a) Vue au MEB des motifs choisis. (b) Résultats expérimentaux.

des filtres passe-bande sont proposés avec des réseaux métalliques pour des applications dans l'astronomie.

Des structures plus complexes ont également été étudiées. Par exemple, l'article [Smith2003] superpose trois FSS (deux FSS inductives avec des trous en forme de croix et une FSS capacitive avec des carrés métalliques) pour une longueur d'onde de résonance à $38 \mu\text{m}$. Des surfaces sélectives en fréquence fractales générées par des algorithmes génétiques dans le but de fabriquer un émetteur infrarouge aux propriétés spectrales ajustables ont aussi été proposées [Bossard2006].

L'article [Commandre2015] présente des surfaces sélectives en fréquence dans le LWIR. Il s'agit d'ouvertures coaxiales de forme carrée dans un métal directement déposé sur substrat silicium. La figure 1.13a montre une image MEB de ces structures. Les coins sont légèrement arrondis. Les spécifications visées sont les suivantes : des filtres ajustables entre 7 et $13 \mu\text{m}$, une largeur supérieure à $2 \mu\text{m}$, une tolérance angulaire de $\pm 30^\circ$ et une indépendance à la polarisation. L'objectif à terme est de faire de l'imagerie multispectrale avec entre 4 et 9 "pixelated filters". Quatre filtres ont effectivement été fabriqués. Les transmissions sont de 60% en normalisant les spectres par rapport à celui du substrat Si seul, c'est-à-dire que ce serait le résultat expérimental après avoir enlevé le substrat (cf figure 1.13b). Si on garde le substrat, les transmissions mesurées sont de la moitié environ, à cause de la réflexion de la lumière à l'interface air/substrat Si (thèse de Benjamin Vial, p.135 [Vial2013]). L'article ne précise pas quel serait l'empilement final (avec détecteur). La largeur à mi-hauteur obtenue expérimentalement est supérieure à la largeur à mi-hauteur obtenue en simulation. Les auteurs l'expliquent par une déviation dans les dimensions des ouvertures qui mène à des longueurs d'onde de résonance légèrement différentes d'une ouverture à l'autre, ce qui est moyenné sur le réseau.

Des études avec des métaux non absorbants ou Perfect Electrical Conductors (PEC) avaient déjà été réalisées dans le LWIR, par exemple pour des motifs différents dans une même cellule périodique [Reed1998]. Cependant, l'hypothèse "Perfect Electrical Conductor" à ces longueurs d'onde ne permet pas d'obtenir une idée exacte de la performance de filtres réels.

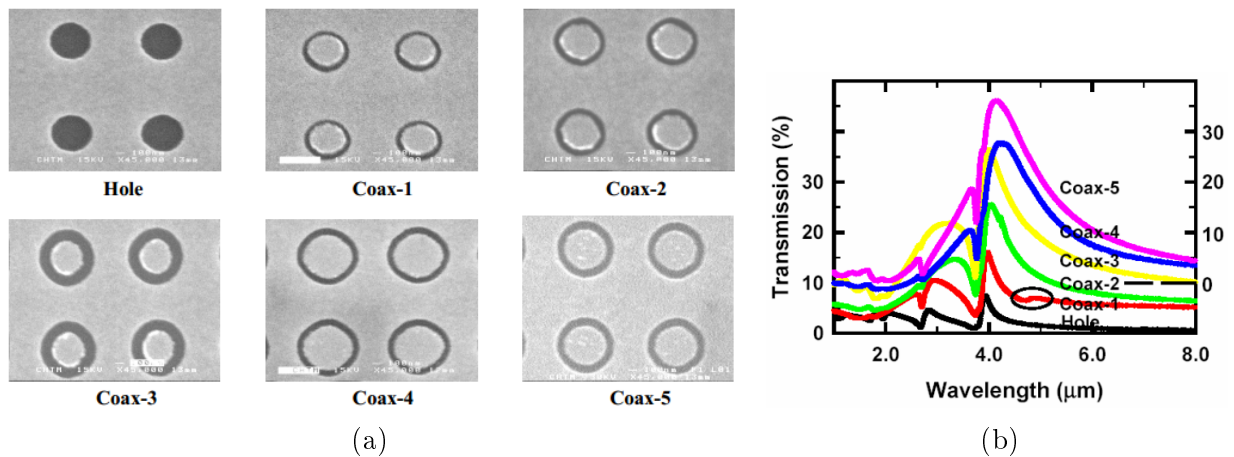


FIGURE 1.14 – Images de l'article [Fan2005]. (a) Images MEB des différents motifs réalisés. Échelle : le diamètre des ouvertures de l'image "Hole" est de 255 nm. (b) Les spectres en transmission mesurés. Ils sont décalés pour une meilleure lisibilité.

L'article [Fan2005] présente un filtre résonant dans le MWIR à $4\mu\text{m}$. Les motifs sont des anneaux. Le métal utilisé est l'or et le substrat est un semiconducteur de fort indice optique ($n > 3$), le GaAs. La transmission est autour de 30%, sachant que là encore le substrat ne transmet que la moitié. La figure de mérite retenue est la transmission divisée par l'aire des ouvertures. Ce n'est pas une figure de mérite adaptée à l'imagerie infrarouge.

Un passe-bande à la fois dans le MWIR et à 36,4 GHz a été proposé [Yu2014]. Le but est d'avoir à la fois un imageur et un récepteur de signaux radar. Une telle structure est nommée ITFSS (Infrared Transparent Frequency Selective Surface).

Différentes FSS ont été fabriquées dans le SWIR. Des croix percées dans une couche d'or sur substrat en quartz ont permis d'atteindre une transmission de 55% à $1,4\mu\text{m}$, mais la réjection côté faible longueurs d'ondes n'est pas bonne ($>10\%$) [Qiang2005]. C'est probablement à cause d'un mode supplémentaire qui vient perturber la résonance. Les auteurs comparent leur algorithme de simulation avec des résultats expérimentaux (ce qui était le but de l'article) mais ne fournissent pas d'explication sur le fonctionnement du filtre.

Des surfaces sélectives en fréquence en forme d'anneaux pour une application de filtre thermophotovoltaïque ont été étudiées. Les performances ne sont pas meilleures que celles des filtres tandem existants (multicouches diélectriques + semi-conducteur très dopé) car les auteurs n'ont pas pu obtenir simultanément une bonne transmission et une bonne réjection [Kristensen2004]. Cependant, leur empilement n'est pas optimal ; en particulier, il ne comporte pas de diélectrique fort indice dans les ouvertures.

Un filtre composé de deux réseaux superposés et complémentaires (l'un avec des ouvertures, l'autre avec des patches) avec des transmissions entre 33 et 70 % a été proposé. Il est intéressant de noter qu'il n'y a dans ce cas pas de passage direct pour la lumière ; il s'agit de couplage entre différentes résonances [Zhang2007].

Un filtre de croix percées dans une couche d'or sur substrat en verre a été étudié dans le but de comprendre ce qui se passe entre le motif seul et le motif périodiquement répété [Lin2009]. Les auteurs distinguent la résonance de plasmon de surface (périodique) de la résonance présente pour le motif seul ou périodique, nommée "résonance localisée de plasmon" et qui correspond en fait à une résonance de type cavité, comme la décrit également [Roberts2011]. Les auteurs la définissent d'ailleurs comme "des interférences Fabry-Pérot avec les ouvertures proches de la longueur d'onde de coupure du mode guidé dominant" [Lin2009].

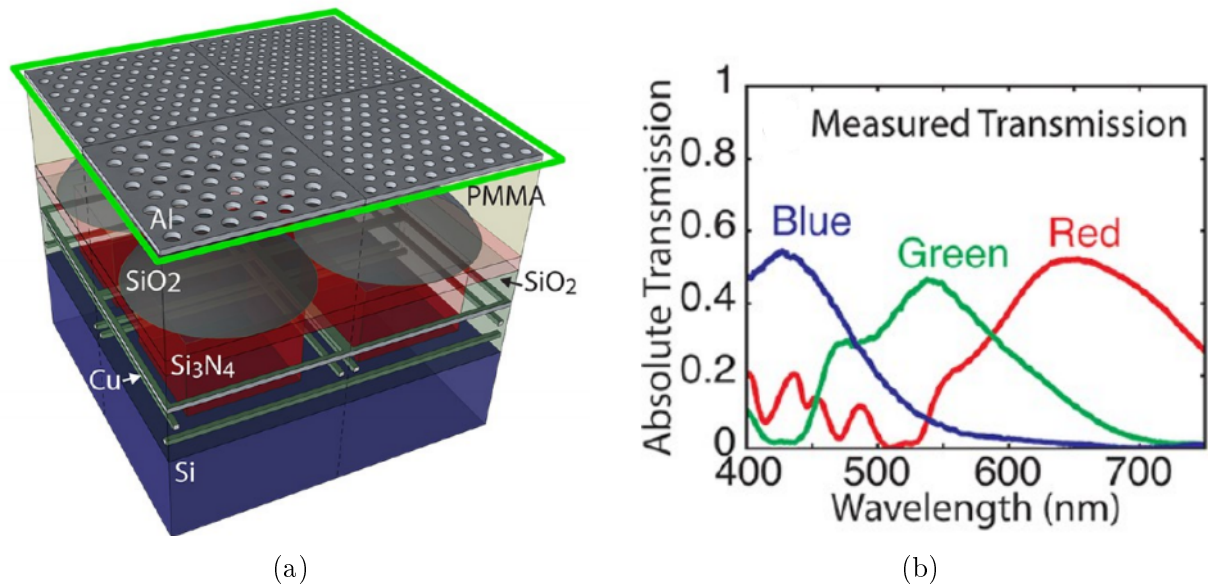


FIGURE 1.15 – Images de l'article [Burgos2013]. (a) Schéma de la structure. (b) Les spectres en transmission mesurés pour les filtres rouge, vert et bleu.

Des réalisations de surfaces sélectives en fréquence dans le visible, où l'absorption métallique est particulièrement élevée, ont été proposées. L'article de Lee et al. [Lee2007] présente des filtres pour le visible avec des trous ronds dans une couche d'aluminium sur substrat quartz. Ils remarquent qu'une symétrie de part et d'autre de la couche métallique permet d'améliorer la transmission d'environ 15%. La transmission mesurée est autour de 50 % et la réjection n'est pas très marquée (20%). Là non plus, il n'y a pas de diélectrique fort indice dans les ouvertures.

Des ouvertures coaxiales carrées sont étudiées dans l'article [Moreau2003]. Le spectre obtenu comporte deux pics à 550 nm et 850 nm dus à des modes guidés.

Les propriétés de robustesse à l'angle d'incidence des FSS sont étudiées et validées par différents articles [Labeke2006], [Li2011] (filtre en réflexion et non en transmission, avec des patches et non des ouvertures), notamment au CEA [GirardDesprolet2013].

Des filtres dépassant les 80% de transmission dans le visible-proche IR (800-900 nm) sont proposés par [Roberts2011] avec des anneaux dans de l'Ag sur substrat. C'est un chiffre particulièrement élevé pour le domaine considéré. Par contre, la réjection est très mauvaise. L'article propose également une étude de l'influence du substrat sur l'emplacement de la résonance.

La superposition de FSS dans le visible est étudiée numériquement par [Baida2009]. La transmission est très élevée (>90%) et très fine car les auteurs ont choisi de faire leur analyse avec un métal parfaitement conducteur.

Pour finir cette revue de l'état de l'art, nous pouvons mentionner les filtres en matrice de pixels dans le visible de l'article [Burgos2013]. Les auteurs ne décrivent pas leur structure comme des surfaces sélectives en fréquence mais comme des filtres plasmoniques où il suffit de prendre en compte l'interaction des ouvertures voisines. Les images ressemblent pourtant à des surfaces sélectives en fréquence (cf figure 1.15) : pour obtenir différentes longueurs d'onde de résonance, les auteurs font varier le diamètre et la période du même facteur, ce qui rend la différentiation entre le rôle des plasmons de surface, liés à la période, et des résonances de type surfaces sélectives en fréquence, liées au diamètre, délicate. Il s'agit probablement d'une résonance hybride. Les filtres sont disposés en matrice de Bayer (deux filtres verts en diagonale, un filtre rouge et un filtre bleu) et alignés sur les pixels du détecteur.

1.6 Conclusion du chapitre

Les surfaces sélectives en fréquence sont de bonnes candidates pour le filtrage au niveau du pixel dans l'imagerie infrarouge. En effet, elles permettent de sélectionner la fréquence de résonance avec des paramètres géométriques latéraux, et donc de garder le même empilement pour tous les filtres. Un seul niveau de lithographie est nécessaire pour les fabriquer. De plus, il s'agit d'une résonance localisée, dont la longueur d'onde est peu sensible à la période : cela est avantageux lorsque l'on souhaite réduire la taille du pixel par rapport à des filtres comme les filtres à résonance de mode guidé. Enfin, la longueur d'onde de résonance est robuste à l'angle d'incidence. Cependant, elles sont constituées de métal et les métaux sont absorbants aux longueurs d'onde du visible et de l'infrarouge : il ne sera a priori pas possible d'atteindre une transmission de 100%.

Une étude bibliographique a été réalisée sur les surfaces sélectives en fréquence fabriquées dans l'infrarouge. Dans la plupart des cas, l'empilement choisi n'est pas optimal et donne lieu soit à une absorption trop forte, soit à une mauvaise réjection.

De façon générale, il n'existe pas d'étude détaillée sur la façon de concevoir des surfaces sélectives en fréquence pour une utilisation en matrice de pixels dans l'imagerie infrarouge. C'est ce que nous allons étudier. Dans le prochain chapitre, nous nous intéresserons aux propriétés des métaux dans l'infrarouge et en particulier à leur absorption.

Chapitre 2

Les métaux dans l'infrarouge

Sommaire

2.1 Propriétés optiques des métaux	28
2.1.1 Description du modèle de Drude	28
2.1.2 Indice optique	29
2.2 Comparaison de différents métaux	32
2.3 Plasmons polaritons de surface	37
2.4 Conclusion du chapitre	41

Les filtres qui nous intéressent comportent une importante partie métallique. Cependant, les métaux sont absorbants dans l'infrarouge, ce qui se traduit par une perte de transmission dans les filtres. On peut minimiser l'absorption métallique de deux manières : par le choix de la géométrie et par le choix du métal. Ces deux approches sont complémentaires. Dans ce chapitre, on s'intéresse au choix du métal et donc à ses propriétés optiques. Plus tard, la technologie utilisée pour la fabrication restreindra le choix des métaux possibles.

Différents articles se sont penchés sur le rôle de l'absorption métallique aux longueurs d'onde du visible et de l'infrarouge. Pour la plasmonique, Khurgin considère que les métaux peuvent apporter des propriétés intéressantes à partir du moyen infrarouge ; dans le visible et le proche-infrarouge, les pertes sont trop importantes pour atteindre des performances équivalentes au meilleur de l'état de l'art [Khurgin2015]. Ici, les modes de résonance que nous exploitons ne sont pas plasmoniques. Certains articles étudient l'influence des propriétés des métaux employés [Ginn2009]. Un article [Kristensen2004] réfute complètement l'utilité des surfaces sélectives en fréquence pour les filtres thermo-photovoltaïques dans le proche infrarouge à cause de l'absorption trop importante des métaux qui empêche d'atteindre les performances exigées par rapport à la technologie existante (la superposition de filtres plasma et à interférence). D'un point de vue théorique, les pertes ohmiques dans les surfaces sélectives en fréquence ont été étudiées par Reynolds, Munk, Pryor et Marhefka [Reynolds2003]. Les méthodes analytiques qu'ils proposent ne peuvent cependant pas être utilisées pour des longueurs d'onde plus courtes que $15\ \mu\text{m}$ car ils se sont placés en régime électrostatique.

Dans ce chapitre seront présentées les principales caractéristiques des métaux dans l'infrarouge. Une couche de métal épaisse (c'est-à-dire non transparente) se comporte comme un miroir et absorbe également une partie de l'onde électromagnétique incidente. Les métaux ont dans l'infrarouge une conductivité complexe, qu'il est possible de modéliser simplement grâce au modèle de Drude. Ils ont une épaisseur de peau, qui est la distance à laquelle l'onde électromagnétique peut pénétrer dans le métal. Nous comparerons les indices optiques de différents métaux donnés par la littérature.

Enfin, l'existence de plasmons de surface et leur rôle dans la transmission à travers des ouvertures sub-longueur d'onde sera discutée.

2.1 Propriétés optiques des métaux

2.1.1 Description du modèle de Drude

Dans ce modèle, on considère le matériau conducteur comme un gaz d'électrons libres (c'est un plasma). Ces électrons subissent des collisions. Le temps moyen entre deux collisions est noté τ . Pour simplifier la présentation, on s'est placé dans un modèle à une dimension. Les résultats obtenus seront valides en trois dimensions. L'électron est placé dans un champ électrique harmonique

$$E = E_0 e^{-i\omega t} \quad (2.1)$$

Sa masse est notée m_e et vaut 9.11×10^{-31} kg, sa charge est $-e$ avec e la charge élémentaire valant 1.60×10^{-19} C.

La position x de l'électron est

$$x = x_0 e^{-i\omega t} \quad (2.2)$$

et sa vitesse v est

$$v = \frac{dx}{dt} = v_0 e^{-i\omega t} \quad (2.3)$$

L'électron obéit à l'équation fondamentale de la dynamique 2.4.

$$m_e \frac{d^2 x}{dt^2} = -e E_0 e^{-i\omega t} - \frac{m_e}{\tau} v \quad (2.4)$$

On en déduit la valeur de x_0 (on rappelle que la dépendance temporelle est prise en $e^{-i\omega t}$) et celle de v_0 :

$$x_0 = \frac{e E_0 \tau}{m_e \omega (\omega \tau - i)} \quad (2.5a)$$

$$v_0 = \frac{-ie E_0 \tau}{m_e (\omega \tau - i)} \quad (2.5b)$$

On utilise ensuite la loi d'Ohm microscopique 2.6, qui relie la densité de courant surfacique j (unité $A m^{-2}$) au champ électrique E_0 grâce à une grandeur qui dépend du métal et qu'on nomme la conductivité complexe σ en $S m^{-1}$.

$$j = \sigma E_0 \quad (2.6)$$

Par définition, la densité de courant pour des porteurs de charge de densité n_i , de charge q_i et de vitesse v_i vaut :

$$j = \sum_i n_i q_i v_i \quad (2.7)$$

Ici, les seuls porteurs de charge mobiles sont les électrons et on a donc :

$$j = -N e v_0 \quad (2.8)$$

avec N la densité d'électrons dans le métal en m^{-3} .

On cherche à obtenir une expression pour la conductivité. D'après ce qui précède,

$$\sigma = \frac{j}{E_0} = \frac{-N e v_0}{E_0} \quad (2.9)$$

et en utilisant l'expression 2.5b pour v_0 , on obtient l'équation 2.10 pour la conductivité.

$$\sigma = \frac{Ne^2\tau}{m_e(1 - i\omega\tau)} \quad (2.10)$$

On peut réécrire cette équation en employant la quantité ω_p donnée par l'expression 2.11, où ϵ_0 est la permittivité diélectrique du vide valant $8.85 \times 10^{-12} \text{ F m}^{-1}$. Cette quantité est la fréquence plasma, c'est-à-dire la fréquence caractéristique d'oscillation des électrons.

$$\omega_p = \sqrt{\frac{Ne^2}{\epsilon_0 m_e}} \quad (2.11)$$

On obtient alors l'expression 2.12 pour la conductivité.

$$\sigma = \frac{\omega_p^2 \epsilon_0 \tau}{1 - i\omega\tau} \quad (2.12)$$

Le modèle de Drude est entièrement défini avec deux paramètres : le temps de relaxation τ , qui est de l'ordre de 10^{-14} s pour un bon conducteur comme le cuivre, et la fréquence plasma ω_p donnée à l'équation 2.11.

2.1.2 Indice optique

En optique, la quantité utilisée pour caractériser les propriétés d'un matériau est l'indice optique complexe \tilde{n} défini par l'équation 2.13 ou la permittivité diélectrique relative ϵ_r . Ces deux quantités sont équivalentes (cf équation 2.14) et sans unité.

$$\tilde{n} = n + ik \quad (2.13)$$

$$\tilde{n} = \sqrt{\epsilon_r} \quad (2.14)$$

Les parties réelles et imaginaires de ϵ_r s'expriment aisément en fonction des parties réelles et imaginaires de \tilde{n} :

$$\text{Re}(\epsilon_r) = n^2 - k^2 \quad (2.15a)$$

$$\text{Im}(\epsilon_r) = 2nk \quad (2.15b)$$

La partie réelle n de l'indice optique permet de décrire la propagation de l'onde dans un milieu. C'est elle qui intervient dans les équations de Fresnel-Descartes à l'interface entre deux milieux optiques (réflexion et réfraction). La partie imaginaire k de l'indice optique porte l'information sur les propriétés en absorption du matériau. On la retrouve dans la loi de Beer-Lambert. Pour un diélectrique non absorbant, $k = 0$.

Nous allons maintenant voir comment relier l'indice optique au modèle de Drude présenté plus haut. Pour cela, on utilise l'induction électrique D (en C m^{-2}). Elle est définie comme

$$D = \epsilon_0 \epsilon_r E_0 \quad (2.16a)$$

$$= \epsilon_0 E_0 + P \quad (2.16b)$$

où P est la polarisation électrique en C m^{-2} . Pour un gaz d'électrons, elle vaut

$$P = -Nex_0 \quad (2.17)$$

On en déduit l'expression de la permittivité diélectrique du métal ϵ_r :

$$\epsilon_r = 1 + \frac{P}{\epsilon_0 E_0} = 1 - \frac{Nex_0}{\epsilon_0 E_0} \quad (2.18)$$

et grâce à l'expression 2.5a pour x_0 , on obtient l'expression 2.19 pour ϵ_r .

$$\epsilon_r = 1 - \frac{Ne^2}{m\epsilon_0(\omega^2 + i\frac{\omega}{\tau})} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\frac{\omega}{\tau}} \quad (2.19)$$

Grâce aux équations 2.12 et 2.19, nous pouvons maintenant déduire le lien qui existe entre la conductivité et la permittivité diélectrique du métal dans le cadre du modèle de Drude :

$$\sigma = -i\epsilon_0\omega(\epsilon_r - 1) \quad (2.20)$$

Ce qui donne, pour la partie réelle et la partie imaginaire de ϵ_r :

$$Re(\epsilon_r) = 1 - \frac{Im(\sigma)}{\omega\epsilon_0} \quad (2.21a)$$

$$Im(\epsilon_r) = \frac{Re(\sigma)}{\omega\epsilon_0} \quad (2.21b)$$

Si l'on utilise ces expressions pour tracer n et k (obtenus à partir de ϵ_r grâce à 2.14) en fonction de la fréquence ω , on peut décomposer le spectre électromagnétique en trois grandes zones, cf figure 2.1 (voir par exemple à ce sujet le livre [Abeles1972], p.104).

La zone pour laquelle $0 < \omega\tau < 1$, notée 1 sur la figure 2.1, est celle des basses fréquences. Dans cette catégorie, on trouve en particulier les domaines des ondes radio et des micro-ondes. La partie réelle n et la partie imaginaire k de l'indice optique du métal y sont presque égales et très élevées. Cela signifie que $Im(\epsilon_r)$ y est très élevée d'après l'équation 2.15b et que $Re(\epsilon_r) \approx 0$. Alors d'après l'équation 2.21b, la conductivité est réelle et très élevée : on considère que les métaux sont parfaitement conducteurs. Cela revient à dire que les pertes métalliques sont négligeables.

La zone telle que $\frac{1}{\tau} < \omega < \omega_p$, notée 2 sur la figure 2.1, décrit la partie du spectre pour laquelle $n \ll k$. Les métaux sont toujours conducteurs mais leurs pertes peuvent être non négligeables. Cette partie correspond aux domaines de l'optique visible et infrarouge. Plus on se rapproche des longueurs d'onde du visible et plus les pertes métalliques sont intrinsèquement importantes. On peut la qualifier de "réfléchissante" [Abeles1972] en ce sens que les métaux s'y comportent comme des miroirs absorbants.

La dernière zone, notée 3 sur la figure 2.1 pour $\omega > \omega_p$, est transparente. Les métaux ne sont plus conducteurs ni absorbants et se comportent comme le vide. La fréquence plasma ω_p marque cette limite.

La table 2.1 donne les valeurs approchées n et k de l'indice optique des métaux dans ces trois grandes zones.

Le modèle de Drude, comme tout modèle, a ses limites. Tout d'abord, les atomes dépossédés des électrons qui forment le plasma sont devenus des ions qui génèrent un champ électrique ([Maier2007], p.13). La polarisation P , que l'on a exprimée à l'équation 2.17 uniquement en fonction du gaz d'électrons, possède donc une autre composante liée au champ des ions P_{ions} :

$$P = -Nex_0 + P_{ions} \quad (2.22)$$

Cette composante ne dépend pas de la fréquence ω . L'équation 2.18 devient alors :

$$\epsilon_r = 1 + \frac{P_{ions}}{\epsilon_0 E_0} - \frac{Nex_0}{\epsilon_0 E_0} \quad (2.23)$$

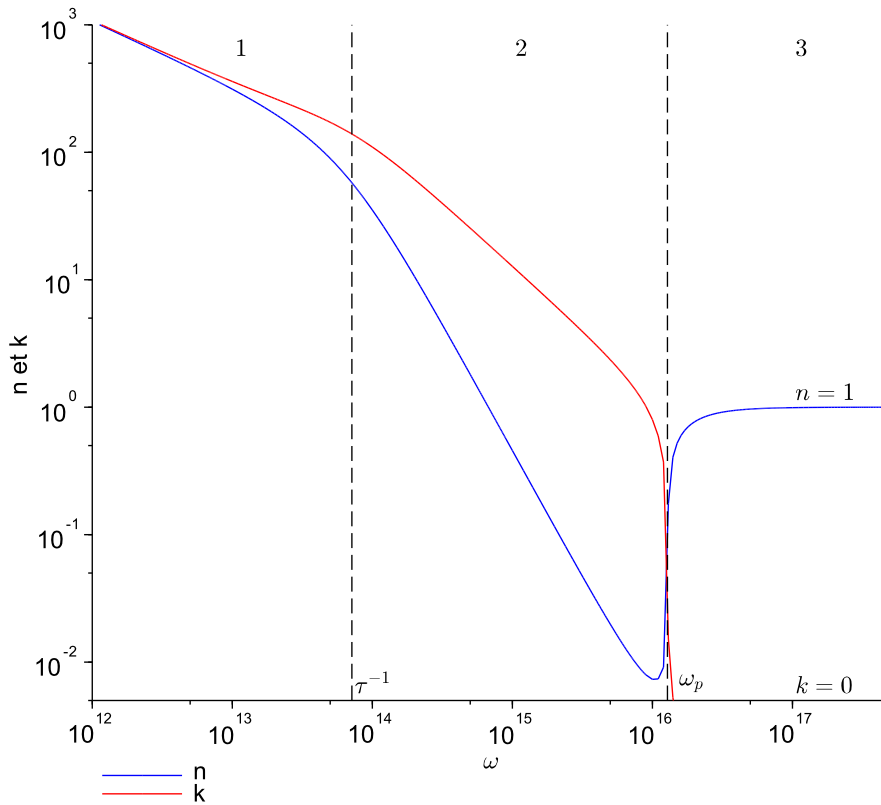


FIGURE 2.1 – Les trois grandes zones définies par le modèle de Drude. L'échelle est logarithmique.

ω	$0 < \omega\tau < 1$	$\frac{1}{\tau} < \omega < \omega_p$	$\omega > \omega_p$
n	$\sqrt{\frac{\omega_p^2 \tau}{2\omega}}$	$\frac{\omega_p}{2\omega^2 \tau}$	1
k	$\sqrt{\frac{\omega_p^2 \tau}{2\omega}}$	$\sqrt{\frac{\omega_p^2}{\omega} - 1}$	0

 TABLE 2.1 – Formules approchées de la partie réelle n et de la partie imaginaire k des métaux pour les trois grandes zones du modèle de Drude.

métal	τ (fs)	ω_p (s^{-1})	source
Au	14 ± 3	$1.28 \times 10^{16} s^{-1}$	[Olmon2012]
Au	9.3 ± 0.9 fs	$1.38 \times 10^{16} s^{-1}$	[Johnson1972]
Cu	26.5 fs	$1.35 \times 10^{16} s^{-1}$	[Lee2012]
Cu	6.9 ± 0.7 fs	$1.35 \times 10^{16} s^{-1}$	[Johnson1972]
Ag	31 ± 12 fs	$1.40 \times 10^{16} s^{-1}$	[Johnson1972]

TABLE 2.2 – Exemples de modèles de Drude

On définit la quantité ϵ_∞ comme

$$\epsilon_\infty = 1 + \frac{P_{ions}}{\epsilon_0 E_0} \quad (2.24)$$

et il suffit de remplacer le 1 par ϵ_∞ dans l'équation 2.19 pour obtenir la nouvelle expression de ϵ_r . La permittivité diélectrique s'exprime donc selon l'équation 2.25.

$$\epsilon_r = \epsilon_\infty - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\frac{\omega}{\tau}} \quad (2.25)$$

En pratique, cet ϵ_∞ est un paramètre supplémentaire pour l'ajustement des courbes des constantes optiques lorsqu'on les mesure expérimentalement.

Une autre limitation, plus critique, du domaine de Drude, est qu'il s'agit d'un modèle intra-bande. Seuls les électrons de conduction sont considérés. Il ne prend pas en compte les transitions interbandes. Lorsqu'il y a des transitions interbande dans le métal (c'est le cas dans le visible et l'UV pour Ag, Au, Cu, Al), il faut utiliser un autre modèle [Rakic1998]. Dans l'infrarouge, nous ne sommes pas confrontés à ce problème et le modèle de Drude reste une approximation suffisante.

La table 2.2 donne des exemples de modèles de Drude de la littérature pour les métaux les plus courants en photonique. Ces modèles sont valides dans l'infrarouge entre 1 et 12 μm . L'article [Johnson1972] précise qu'une grande incertitude existe sur la valeur de τ . On constate que différents modèles de Drude peuvent être trouvés pour un même métal dans la littérature. Cela est lié au fait que les mesures expérimentales sur les métaux varient de façon notable d'un article à l'autre. La figure 2.2 indique les valeurs mesurées et le modèle de Drude correspondant proposés par l'article [Olmon2012] pour l'or.

2.2 Comparaison de différents métaux

Mesurer l'indice optique des métaux est une tâche délicate. Différentes techniques peuvent être employées, dont l'ellipsométrie. En ellipsométrie, on envoie sur un échantillon de la lumière polarisée TE (polarisation s) ou TM (polarisation p) à différents angles d'incidence, pour plusieurs longueurs d'onde. Pour chaque longueur d'onde, on mesure l'état de polarisation de l'onde réfléchi et son intensité. On en déduit les deux angles ellipsométriques Δ et ψ , qui sont caractéristiques de la surface. Plus précisément, si on nomme E_p^i et E_s^i les ondes incidentes et E_p^r et E_s^r les ondes réfléchies, les coefficients de réflexion complexes de l'échantillon r_s et r_p sont donnés par l'équation 2.26 avec ϕ_p et ϕ_s leur phase respective. L'angle ellipsométrique Δ est égal à la différence de phase entre les deux (voir équation 2.27). L'angle ellipsométrique ψ est défini à l'équation 2.28.

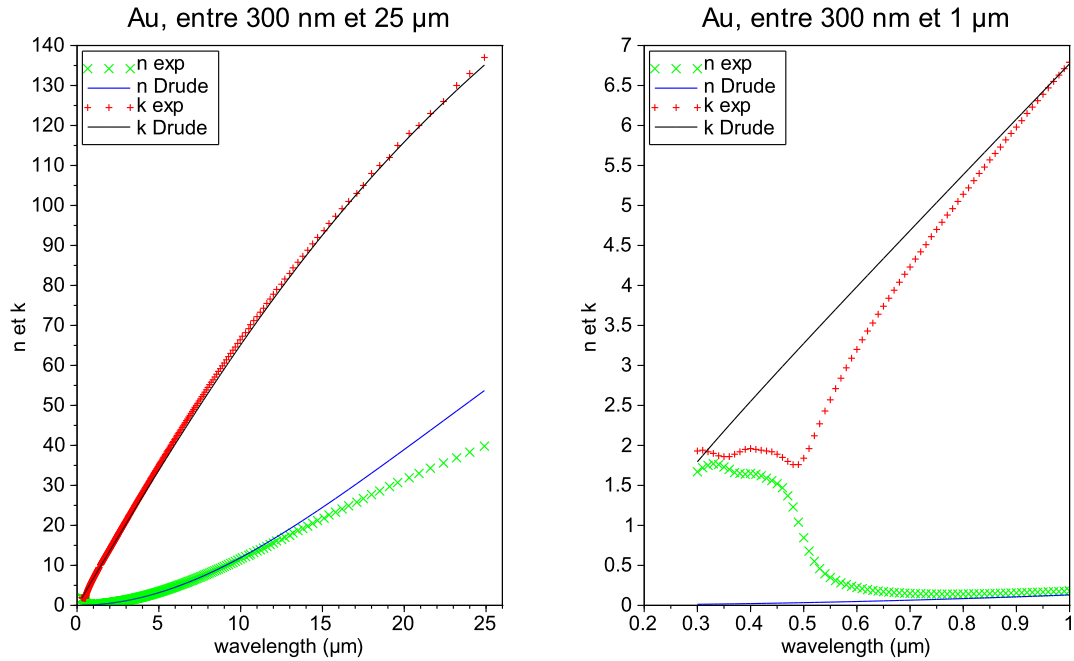


FIGURE 2.2 – Données expérimentales et modèle de Drude pour l’Au proposés par l’article [Olmon2012]. Ce modèle est valide entre 1 et 12 μm. Il ne l’est plus dans le visible (figure de droite).

$$r_s = \frac{E_s^r}{E_s^i} = |r_s| e^{i\phi_s} \quad (2.26a)$$

$$r_p = \frac{E_p^r}{E_p^i} = |r_p| e^{i\phi_p} \quad (2.26b)$$

$$\Delta = \phi_p - \phi_s \quad (2.27)$$

$$\tan \psi = \left| \frac{r_p}{r_s} \right| \quad (2.28)$$

Des angles Δ et ψ , on peut ensuite remonter à l’indice optique du métal ([Tompkins2005]). D’autres techniques de mesure utilisent des mesures en transmission et en réflexion.

Pour un même métal et une même gamme de longueurs d’onde, les indices optiques mesurés dans la littérature peuvent être très différents. L’article [Olmon2012] cherche à en expliquer les raisons en prenant le cas de l’or. Les auteurs ont fabriqué et mesuré l’indice optique de différents échantillons d’or. Leur objectif était d’étudier le rôle de la préparation des échantillons dans les erreurs de mesure. Ils ont testé trois échantillons différents : de l’or cristallin (111), et deux couches minces de 200 nm aux rugosités différentes fabriquées par deux procédés différents. Ils ont observé que les différences mesurées pour les trois échantillons étaient plus faibles que les écarts rencontrés dans la littérature. Par conséquent, les différences de structure ne suffisent pas à expliquer les différences dans les résultats. Pour eux, les précédentes mesures sur l’or ont été entachées d’erreurs systématiques, en particulier dans l’utilisation des modèles permettant de déduire l’indice optique.

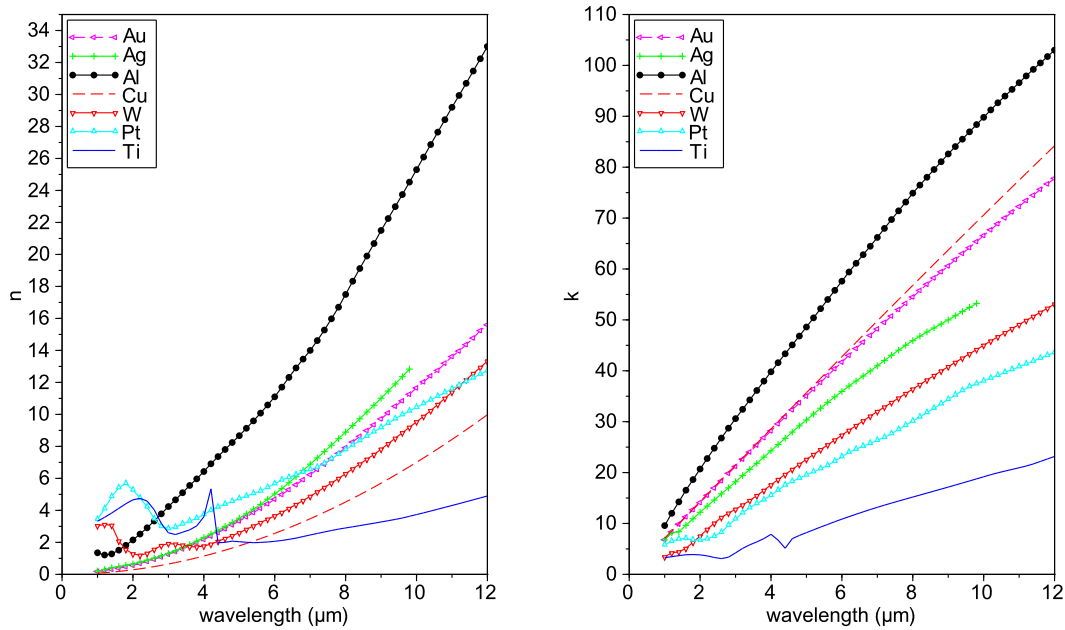


FIGURE 2.3 – Comparaison des indices optiques de différents métaux. Les sources sont dans la table 2.4. (a) Parties réelles. (b) Parties imaginaires.

Dans le domaine de l'infrarouge, leurs mesures restent cependant du même ordre de grandeur que les précédentes. Ce travail étant le plus récent et le plus précis, ce sont ces mesures qui sont utilisées pour modéliser l'indice optique de l'or dans la suite de cette thèse. Nous avons effectué des mesures sur du cuivre dans le cadre de cette thèse, qui sont proches de celles de l'article récent [Lee2012]. Les données pour les autres métaux sont tirées des données rassemblées par Palik ([Palik1998]). Les différences dans les mesures des indices optiques des métaux n'invalident pas les résultats présentés dans cette thèse. Si une grande précision dans les résultats est requise (pour concevoir des dispositifs par exemple), il peut être intéressant de mesurer directement les indices optiques des métaux utilisés.

La figure 2.3 donne l'indice optique en partie réelle n et imaginaire k pour différents métaux : de l'or, de l'argent, de l'aluminium, du cuivre, du tungstène, du platine et du titane (sources table 2.4). La figure 2.4 présente les permittivités diélectriques de ces métaux, et la figure 2.5 compare leur conductivité. Plus la partie réelle de la conductivité est élevée et plus on se rapproche d'un conducteur parfait. Cela revient à choisir la partie imaginaire de la permittivité diélectrique ϵ'' la plus élevée possible (cf équation 2.20). On peut donc classer les métaux du plus conducteur au moins conducteur dans la gamme de l'infrarouge : $\text{Al} > (\text{Au}, \text{Ag}) > (\text{Pt}, \text{Cu}, \text{W}) > \text{Ti}$.

Pour exprimer la conductivité d'un métal, on peut aussi s'intéresser à la conductivité d.c. ou conductivité nominale. Il s'agit d'un réel. Elle s'obtient à partir du modèle de Drude et est donnée par l'équation 2.29. Sa valeur numérique diffère selon les sources, et donc les mesures. La conductivité nominale de différents métaux selon le livre de référence [Kittel1986] est donnée dans la table 2.3.

$$\sigma_0 = \epsilon_0 \omega_p^2 \tau \quad (2.29)$$

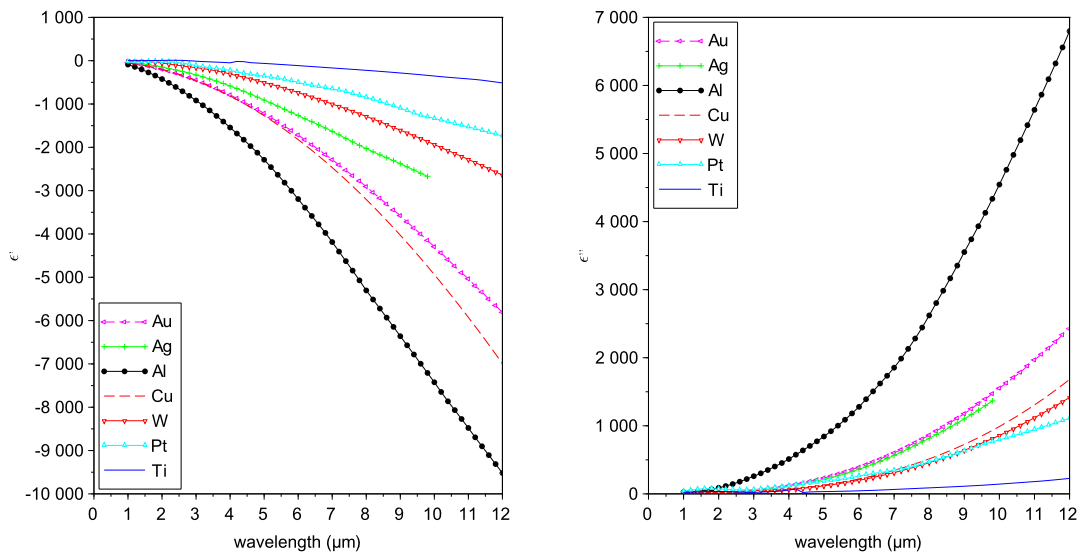


FIGURE 2.4 – Comparaison des permittivités diélectriques de différents métaux. Les sources sont dans le la table 2.4. (a) Parties réelles. (b) Parties imaginaires.

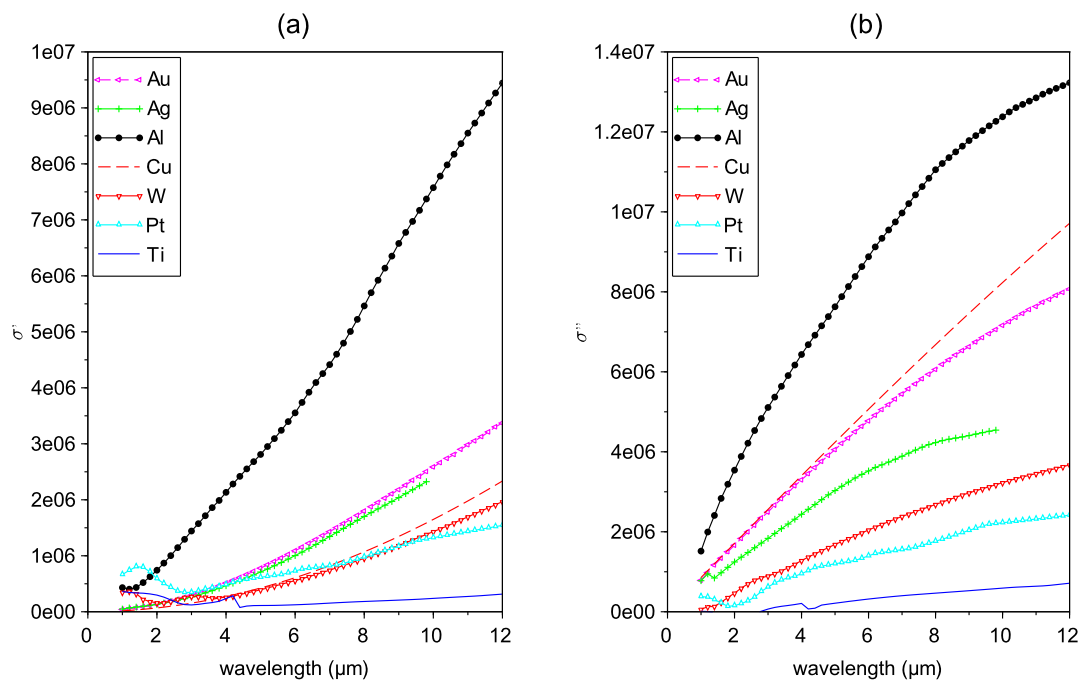


FIGURE 2.5 – Comparaison de la conductivité de différents métaux. Les sources sont dans la table 2.4. (a) Parties réelles. (b) Parties imaginaires.

Métal	$\sigma_0^{Kittel} (10^7 S.m^{-1})$	$\sigma_0^{Drude} (10^7 S.m^{-1})$
Ag	6.21	
Al	3.65	
Au	4.55	2.06 [Olmon2012]
Cu	5.88	1.3 [Lee2012]
Pt	0.96	
Ti	0.23	
W	1.89	

TABLE 2.3 – Valeurs de la conductivité nominale pour différents métaux à 295 K (Kittel p. 144). Comparaison lorsque c'est possible avec la conductivité nominale directement calculée à partir des modèles de Drude.

Ag	[Palik1998]
Al	[Palik1998]
Au	[Olmon2012]
Cu	[Lee2012]
Pt	[Palik1998]
Ti	[Palik1998]
W	[Palik1998]

TABLE 2.4 – Les références utilisées pour les valeurs expérimentales des métaux. Pour le cuivre, il s'agit d'un modèle de Drude déduit de données expérimentales.

D'après la table 2.3, l'ordre des métaux (du plus conducteur au moins conducteur) est le suivant : $Ag > Cu > Au > Al > W > Pt > Ti$. Ce n'est pas le même ordre que celui que nous avons constaté sur la figure 2.5, à savoir $Al > (Au, Ag) > (Pt, Cu, W) > Ti$. On s'attend à ce que les matériaux possédant la plus grande conductivité absorbent moins que les autres. Pour vérifier cela, on simule en FDTD (cf annexe A) la transmission, la réflexion et l'absorption à travers un filtre formé d'un réseau périodique de fentes pour les différents indices optiques de la table 2.4. Les fentes sont de longueur $a=750$ nm, de largeur $b=250$ nm, de hauteur $h=200$ nm et de période $d=1000$ nm. L'indice optique dans la fente vaut 3 et le métal est entouré d'air. La figure 2.6 donne la transmission et l'absorption pour chaque filtre. Nous verrons dans les chapitres 3 et 4 que cette configuration est généralisable. L'ordre des métaux (du moins absorbant au plus absorbant) est le suivant : $Cu > Au > Ag > Al > W > Pt$. Avec le Ti, la résonance paraît décalée vers les grandes longueurs d'onde. Une simulation prenant en compte une gamme de longueurs d'onde plus étendue montre que la résonance se trouve vers $6 \mu m$ avec une transmission de 0,22 et une absorption de 0,51 (au même niveau que celle du Pt). Cet ordre est plus proche de celui obtenu en comparant les conductivités d.c. (c'est le même, à l'exception du cas de l'Ag qui est décalé) que de celui obtenu en comparant la conductivité des métaux dans l'infrarouge. Il n'est donc pas possible de relier directement la conductivité complexe des métaux dans l'infrarouge à la transmission des filtres.

Un autre paramètre important pour modéliser le comportement des métaux dans l'infrarouge est l'épaisseur de peau. Par définition, l'épaisseur de peau est la distance de pénétration du champ électromagnétique dans le matériau (cf figure 2.7). Considérons une onde électromagnétique se propageant dans une direction z qui pénètre dans un métal. Alors, le champ électrique E va évoluer spatialement selon l'équation 2.30.

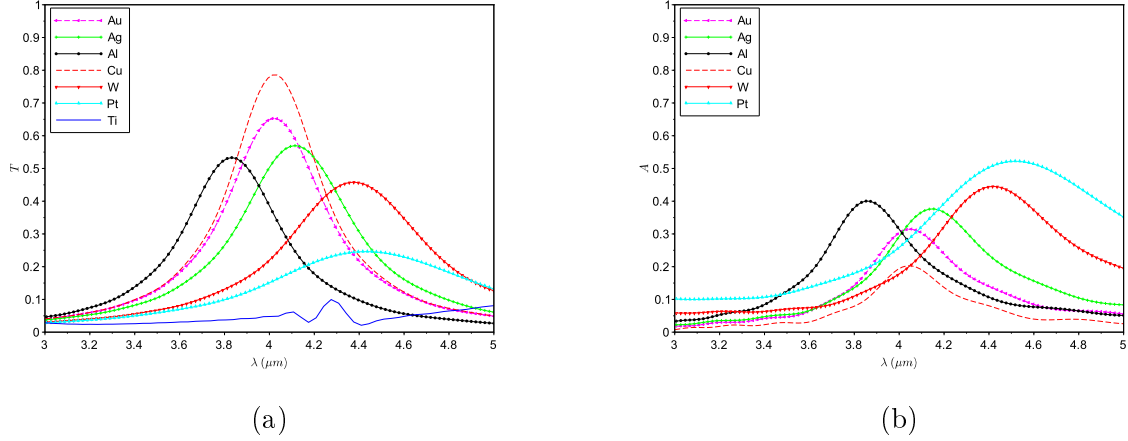


FIGURE 2.6 – Simulations FDTD pour un réseau de fentes avec différents métaux. (a) Transmission (sans unité). (b) Absorption (sans unité).

$$E = E_0 e^{-i\tilde{n}k_0 z} = E_0 e^{-ink_z z} e^{+k_0 k z} \quad (2.30)$$

k_0 est le vecteur d'onde, défini par l'équation 2.31 avec λ_0 la longueur d'onde incidente.

$$k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0} \quad (2.31)$$

$\tilde{n} = n + ik$ est l'indice optique complexe du matériau, ici le métal. $e^{-ink_z z}$ représente la propagation de l'onde à travers le matériau et $e^{+k_0 k z}$ sa décroissance due à l'absorption. On peut réécrire ce dernier facteur pour faire apparaître une longueur δ dans l'exponentielle :

$$e^{+k_0 k z} = e^{+\frac{z}{\delta}} \quad (2.32)$$

avec δ s'exprimant en fonction de la longueur d'onde incidente λ_0 et de la partie imaginaire de l'indice optique $\tilde{n} = \sqrt{\epsilon_r}$.

$$\delta = \frac{\lambda_0}{2\pi \text{Im}(\sqrt{\epsilon_r})} \quad (2.33)$$

On rencontre parfois dans la littérature une autre définition de l'épaisseur de peau qui considère la décroissance exponentielle de l'intensité du champ au lieu de son amplitude comme c'est le cas ici. L'intensité du champ étant le carré de son amplitude, l'exponentielle est alors au carré et l'épaisseur de peau est divisée par deux par rapport à l'équation 2.33.

La figure 2.8 donne l'épaisseur de peau pour différents métaux en fonction de la longueur d'onde. On constate que dans l'infrarouge, cette épaisseur de peau varie très peu et se situe autour d'une vingtaine de nanomètres.

2.3 Plasmons polaritons de surface

Une importante propriété des métaux en optique concerne l'existence des plasmons polaritons de surface (SPP). Il s'agit d'excitations électromagnétiques qui se propagent à l'interface entre un diélectrique et un conducteur et sont évanescentes dans la direction perpendiculaire. Elles apparaissent par couplage du champ électromagnétique aux oscillations des électrons dans le métal.

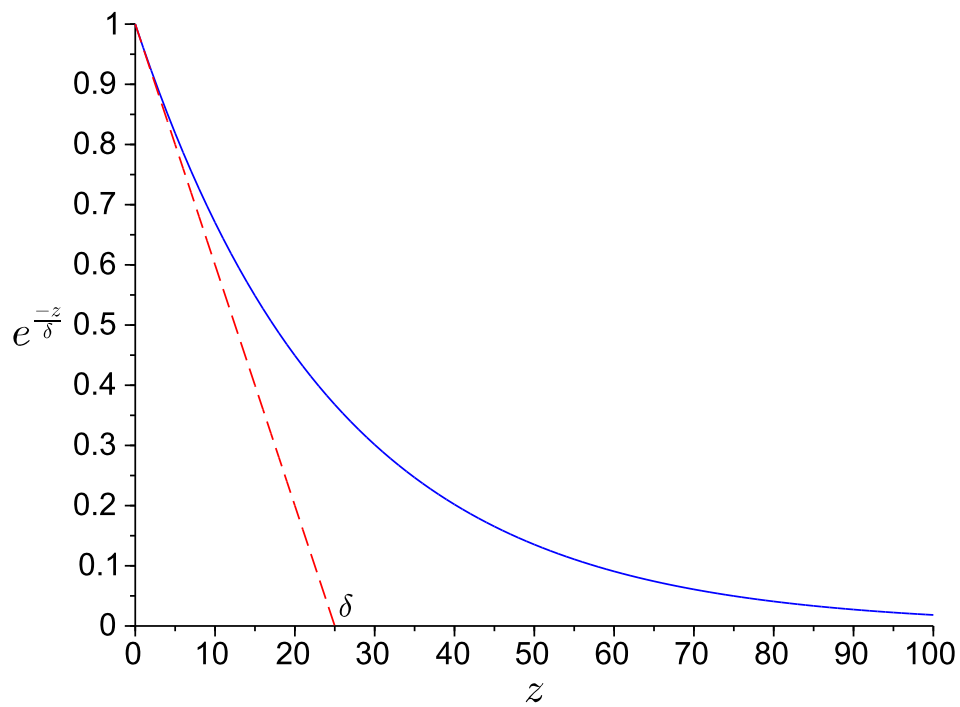


FIGURE 2.7 – Décroissance du champ électromagnétique dans un métal selon la profondeur de pénétration (en nm). $z = 0$ représente l'interface. L'épaisseur de peau δ est indiquée sur le graphe.

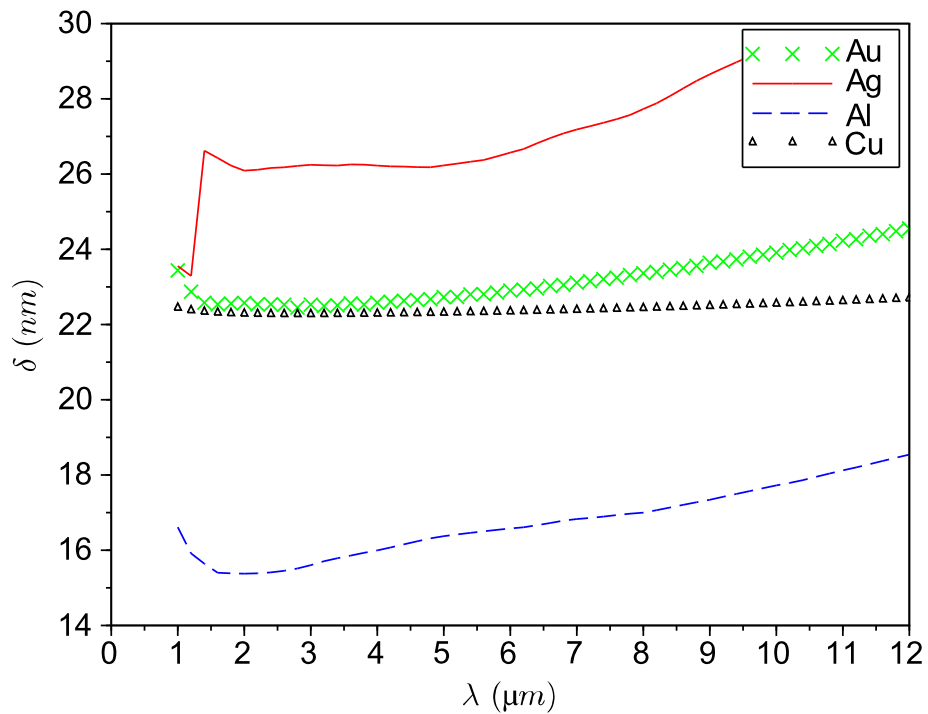


FIGURE 2.8 – L'épaisseur de peau de différents métaux dans l'infrarouge entre 1 et 12 μm .

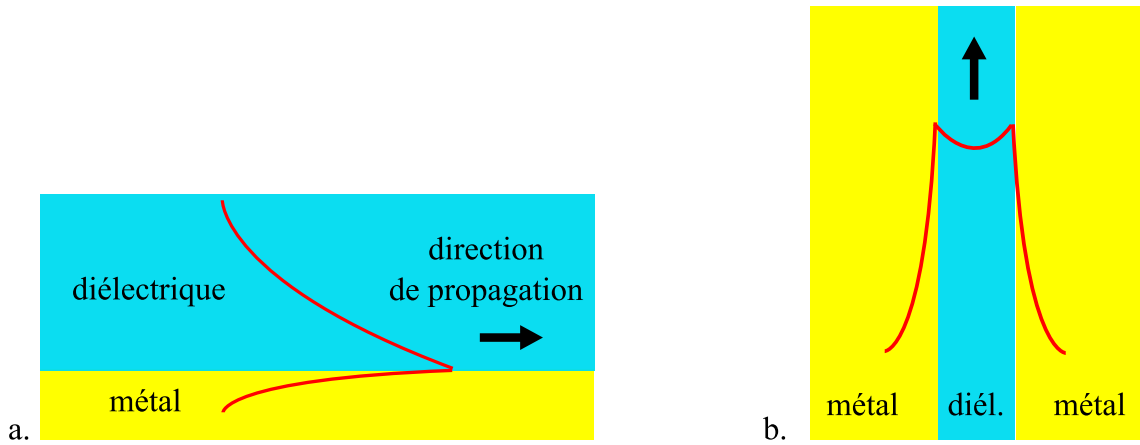


FIGURE 2.9 – Allure du mode plasmon polariton de surface (en rouge). La flèche indique la direction de propagation. Le mode est évanescent dans la direction perpendiculaire à l'interface. a. Une seule interface. b. Deux interfaces : métal/diélectrique/métal.

Les plasmons polaritons de surface existent uniquement en polarisation TM (voir par exemple le livre de Stefan Maier [Maier2007] pour la démonstration). Ils requièrent également que les permittivités diélectriques des matériaux soient opposées. C'est le cas d'une interface entre un diélectrique et un métal dans les domaines du visible et de l'infrarouge, métal pour lequel $Re(\epsilon) < 0$.

La figure 2.9 donne l'allure du champ électromagnétique d'un mode plasmon. L'équation 2.34 donne la relation de dispersion des plasmons polaritons de surface avec β la constante de propagation, $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0}$ le vecteur d'onde de l'onde électromagnétique incidente, ϵ_m la permittivité diélectrique du métal et ϵ_d celle du diélectrique.

$$\beta = k_0 \sqrt{\frac{\epsilon_m \epsilon_d}{\epsilon_m + \epsilon_d}} \quad (2.34)$$

Comme on peut le voir sur la figure 2.10, les plasmons polaritons de surface se situent au-delà du cône de lumière et il faut donc apporter une composante supplémentaire au vecteur d'onde pour pouvoir les exciter. Cela peut se faire en utilisant un prisme ou un réseau, ou de façon générale en structurant la surface du métal. Avec un réseau à une dimension, la condition de couplage pour la constante de propagation est donnée par l'équation 2.35, avec k le vecteur d'onde incident, θ l'angle d'incidence, $g = \frac{2\pi}{a}$ avec a la période du réseau et m un entier.

$$\beta = k \sin(\theta) \pm mg \quad (2.35)$$

Pour caractériser les plasmons polaritons de surface, on utilise deux longueurs : la longueur de propagation L et la longueur de confinement l_c . La longueur de propagation représente la distance caractéristique que parcourt le plasmon le long de l'interface. Elle est donnée par l'équation 2.36. La longueur de confinement est la distance de pénétration du plasmon dans le diélectrique. Elle est donnée par l'équation 2.37. La longueur de pénétration du plasmon dans le métal est l'épaisseur de peau dont nous avons déjà parlé. Plus la longueur de propagation du plasmon est grande et moins le confinement près de l'interface est important. La table 2.5 donne quelques ordres de grandeurs.

$$L = \frac{1}{2Im(\beta)} = \frac{1}{2k_0 Im\left(\sqrt{\frac{\epsilon_m \epsilon_d}{\epsilon_m + \epsilon_d}}\right)} \quad (2.36)$$

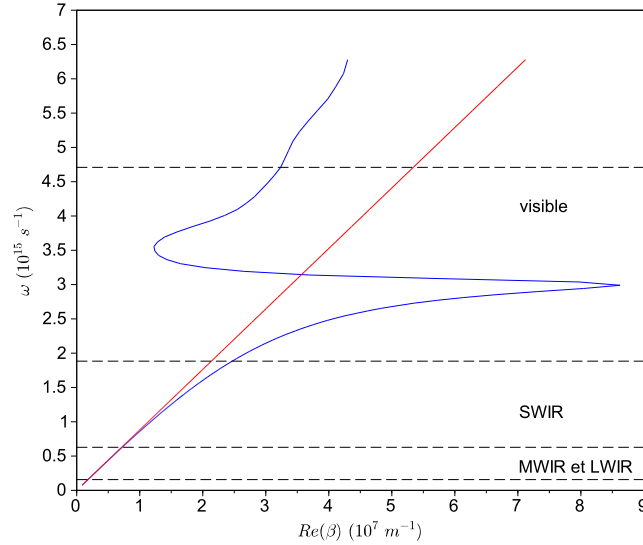


FIGURE 2.10 – En bleu : la relation de dispersion d'un SPP (cf Eq. 2.34) pour une interface Au/Si. En rouge : la ligne de lumière pour du silicium d'indice $n=3,4$.

λ (μm)	0.7	1.5	3	8
L (Au/air) (μm)	26	406	1800	13600
l_c (Au/air) (μm)	0.46	2.5	10	70
L (Au/Si) (μm)	0.15	8.9	45	340
l_c (Au/Si) (μm)	0.025	0.21	0.87	6

TABLE 2.5 – Tableau donnant la longueur de propagation et la longueur caractéristique de l'évanescence du plasmon polariton de surface pour différentes longueurs d'onde et différentes interfaces métal/diélectrique.

$$l_c = \frac{1}{|\sqrt{\beta^2 - \epsilon_d(\frac{\omega}{c})^2}|} \quad (2.37)$$

Les propriétés des plasmons polaritons de surface et leurs applications possibles ont été étudiées par la plasmonique. En particulier, la transmission à travers une plaque métallique percée d'ouvertures très inférieures à la longueur d'onde (la transmission extraordinaire mentionnée au chapitre 1) est rendue possible par l'existence de plasmons sur les parois de l'ouverture. Cependant, la transmission mentionnée dans les articles de la littérature est trop faible pour des applications de filtrage de l'infrarouge (cf chapitre 1). Les structures utilisées dans la suite (les surfaces sélectives en fréquence) ne se baseront pas sur des plasmons de surface. Le diamètre des ouvertures que nous considérerons, bien que toujours inférieur à la longueur d'onde, sera plus important (typiquement entre $\frac{\lambda}{2}$ et $\frac{\lambda}{3}$). De plus, les résonances que nous étudierons fonctionnent en polarisation TE et TM.

L'utilisation des plasmons polaritons de surface pour la détection infrarouge et plus particulièrement la filière HgCdTe refroidie a été étudiée dans la thèse de Matthieu Duperron [Duperron2013]. L'objectif visé n'était pas le filtrage mais la concentration du champ dans le semi-conducteur ab-

sorbant, de manière à diminuer son volume, ce qui en retour permet un gain signal/bruit. Par conséquent, le semi-conducteur absorbant était placé près de la paroi métallique. Cependant, la nécessité de placer des couches de passivation entre le métal et le semiconducteur absorbant ne permet pas de bénéficier de tout le potentiel de renforcement du champ.

2.4 Conclusion du chapitre

Le modèle de Drude peut être utilisé pour modéliser les propriétés des métaux dans l'infrarouge entre $1\ \mu\text{m}$ et $12\ \mu\text{m}$. La mesure des indices optiques des métaux est délicate et de grandes différences pour un même métal existent dans la littérature. Le calcul de l'absorption métallique donnée au chapitre 3 utilisera la conductivité dc et l'épaisseur de peau pour caractériser les propriétés intrinsèques du métal.

Les propriétés optiques des métaux vont déterminer leur absorption. Il est donc important de choisir judicieusement le métal pour qu'il soit le moins absorbant possible, en particulier car la structuration du métal cause un renforcement du champ et donc une absorption accrue. Les métaux qui permettent de garder une transmission acceptable sont l'or, le cuivre, l'argent et l'aluminium. Cependant, l'argent est contaminant, ce qui limite son usage. Il n'est ainsi pas utilisé en technologie silicium. L'or, le cuivre et l'aluminium sont de bons candidats pour des surfaces sélectives en fréquence. Le platine, le titane et le tungstène absorbent beaucoup plus. On cherchera donc à les éviter. Ces métaux sont généralement utilisés comme couches d'accroche ou de passivation. Il faudra donc, à chaque fois que cela est possible, leur préférer des solutions de remplacement.

Chapitre 3

Modélisation du champ électromagnétique dans un réseau de fentes

Sommaire

3.1	Présentation de la structure étudiée	43
3.2	Calcul des champs	45
3.3	Bilan de puissance et d'énergie	48
3.4	Comparaison avec la simulation	51
3.5	Longueur d'onde de résonance	56
3.6	Conclusion du chapitre	58

Ce chapitre présente les calculs de champs électromagnétiques afin de modéliser la transmission et l'absorption à travers un réseau de fentes rectangulaires dans un métal autour de leur fréquence de résonance fondamentale. Celle-ci apparaît pour une longueur de fente approximativement égale à la moitié de la longueur d'onde. Un calcul de l'énergie électromagnétique contenue dans la fente sera effectué. L'objectif est d'obtenir des expressions analytiques des champs électromagnétiques qui nous permettront au chapitre 4 de calculer les taux de pertes de la théorie temporelle des modes couplés. Cela conduit à faire des approximations qui seront discutées.

Nous allons d'abord présenter la structure choisie, puis la méthode de résolution analytique employée pour calculer la puissance rayonnée et absorbée par l'ouverture. Les résultats obtenus seront ensuite comparés à des résultats de simulation effectués en Finite Difference Time Domain (FDTD) avec le logiciel Lumerical (cf annexe A).

3.1 Présentation de la structure étudiée

La structure étudiée est présentée en figure 3.1. Il s'agit d'un empilement simple, que l'on peut diviser en trois milieux différents :

- le milieu *I* est le milieu où arrive l'onde incidente, d'indice n_0 ;
- le milieu *II* est une couche métallique d'épaisseur h percée d'une ouverture rectangulaire de longueur a et de largeur b , remplie d'un diélectrique non absorbant d'indice n_d ;
- le milieu *III* est le milieu de l'onde transmise, d'indice n_0 .

Dans les calculs, on prendra $n_0 = 1$, c'est-à-dire de l'air. La polarisation est transverse électrique (TE), c'est-à-dire que le champ électrique \vec{E} est perpendiculaire au plan incident. Il est orienté selon la direction y , de façon perpendiculaire à la longueur de la fente. On supposera que le champ

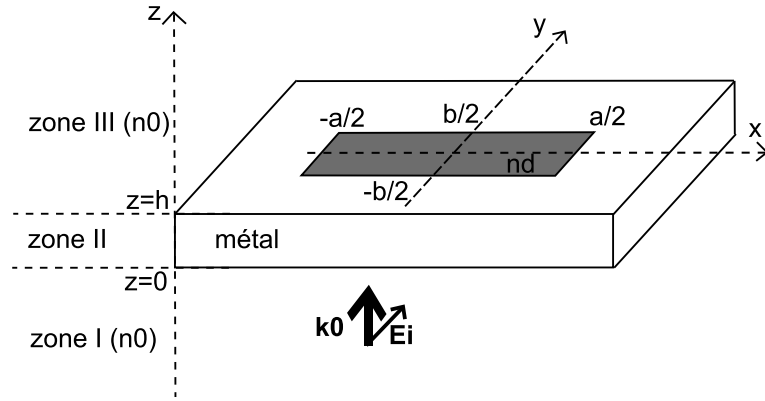


FIGURE 3.1 – Schéma de la structure considérée : une fente de longueur a et de largeur b remplie d'un diélectrique d'indice n_d , dans une couche métallique d'épaisseur h . Le champ électrique incident E_i est perpendiculaire à la longueur de la fente. k_0 est le vecteur d'onde incident. Le substrat et le superstrat sont d'indice $n_0=1$.

à l'intérieur de la fente peut être décrit par le mode guidé TE₁₀ fondamental. Cette hypothèse est valable pour une largeur de fente très inférieure à la longueur d'onde, $b \ll \lambda$. On la trouve dans la littérature (par exemple [Garcia-Vidal2010] p.749). Par contre, aucune hypothèse particulière n'est faite sur l'allure des champs à l'extérieur de l'ouverture : la formulation des champs restera générale. Le calcul se fera tout d'abord pour une fente seule ; on l'élargira ensuite à un réseau périodique de fentes.

La structure est symétrique par rapport au plan (O,x,y). Il y a deux raisons principales à ce choix : d'une part cela simplifie les calculs, et d'autre part cela permet d'égaliser les taux de pertes radiatives dont on parlera au chapitre suivant.

Les champs seront calculés pour un métal parfait, sans pertes (dit PEC pour Perfect Electrical Conductor). Le calcul de l'absorption métallique peut se faire de manière approchée à partir des champs calculés pour un métal parfait en intégrant les courants sur les parois, cf équation 3.1 ([Jackson2001] p.364).

$$P_{abs} = \frac{1}{2\sigma\delta} \oint |\vec{n} \wedge \vec{H}|^2 dl dz \quad (3.1)$$

où l'on prendra σ la conductivité d.c. du métal et δ son épaisseur de peau. \vec{n} est un vecteur normal à la paroi. L'intégrale se fait sur le contour de l'ouverture pour z entre 0 et h .

D'autres façons de prendre en compte le métal réel existent dans la littérature. Par exemple, dans les articles [Garcia-Vidal2010] ou [LePerchec2007], les auteurs utilisent une impédance de surface $Z = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_m}}$ dans les conditions aux limites à l'interface métal/diélectrique. Cela leur permet de faire leurs calculs avec un champ nul dans le métal tout en tenant compte de la permittivité finie du matériau. Cela rend les calculs plus complexes mais permet d'obtenir une forme plus précise pour les champs. L'approximation que représente la formule 3.1 est suffisante pour obtenir des résultats contenant la physique du phénomène de résonance étudié ici.

On cherche à obtenir un modèle analytique permettant de comprendre comment les différents paramètres du modèle évoluent les uns par rapport aux autres. De cette façon, on peut conclure sur toutes les géométries de ce type. En effet, pour cette géométrie simple, on a déjà un grand nombre de paramètres : les indices optiques des différents matériaux, les dimensions a et b de la

fente auxquelles on ajoute la période d dans le cas de motifs disposés en réseau, ainsi que l'épaisseur de métal h .

Dans ce chapitre, on obtient des expressions pour les champs dans chacun des trois milieux présentés ci-dessus. On calcule ensuite les puissances transmise, réfléchie et absorbée, ainsi que l'énergie électromagnétique contenue dans une ouverture. Le calcul tridimensionnel est rendu nécessaire par la structure. En effet, au premier ordre, la longueur a de la fente permet de choisir la longueur d'onde de résonance et la largeur b de l'ouverture et la période d permettent de régler la largeur de la résonance.

Une présentation de fentes infiniment longues (sillons) peut être trouvée dans l'article [Garcia-Vidal2010]. Une étude approfondie de géométries en deux dimensions se trouve dans la thèse de Jérôme Le Perchec ([LePerchec2007], chapitre 3). La résolution des équations de Maxwell suit la même méthode que dans cette thèse, mais en trois dimensions. En particulier, le choix de conditions aux limites en intégrale pour les champs et l'existence d'une intégrale de diffusion qui permet de passer d'une fente seule à un réseau périodique de fentes nous seront utiles.

3.2 Calcul des champs

Pour effectuer le calcul, on décompose le champ en ondes planes dans les milieux I et III et par un mode guidé dans la fente. Le champ est nul à l'intérieur du métal. L'application de conditions de continuité aux interfaces permet d'obtenir le résultat voulu.

On fait l'hypothèse que le champ à l'intérieur de l'ouverture est celui du mode transverse électrique fondamental d'un guide d'onde rectangulaire (TE_{10}). Le champ peut alors s'écrire simplement de la façon suivante (cf par exemple [Jackson2001] p. 362) :

$$E_y^{II} = \frac{-i\omega\mu a}{\pi} \cos\left(\frac{\pi x}{a}\right)(Ae^{ikz} + Be^{-ikz}) \quad (3.2)$$

$$H_z^{II} = \sin\left(\frac{\pi x}{a}\right)(Ae^{ikz} + Be^{-ikz}) \quad (3.3)$$

$$H_x^{II} = \frac{ika}{\pi} \cos\left(\frac{\pi x}{a}\right)(Ae^{ikz} - Be^{-ikz}) \quad (3.4)$$

ω est la fréquence angulaire, $\omega = \frac{2\pi c}{\lambda}$. μ est la perméabilité magnétique du diélectrique. Elle est ici égale à celle du vide car aucun des matériaux considérés n'est magnétique. a est la longueur de l'ouverture. k est le vecteur d'onde du mode donné par l'équation 3.5 (voir par exemple [Jackson2001] p.378 pour $m=1$ et $n=0$).

$$k^2 = \mu\epsilon\omega^2 - \frac{\pi^2}{a^2} \quad (3.5)$$

ϵ est la permittivité du diélectrique et A et B sont deux coefficients complexes à déterminer. Ces expressions des champs ne dépendent pas de y .

Les champs dans les milieux I et III sont des superpositions d'ondes planes. Ils prennent en compte tous les vecteurs d'onde possibles. Ces vecteurs d'onde sont décomposés selon leurs coordonnées cartésiennes (Q_x, Q_y, q) . Leur composante selon z s'écrit en fonction des deux autres selon l'équation 3.6, car le module doit être égal au vecteur d'onde incident $n_0 k_0$ avec $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0}$ et λ_0 la longueur d'onde de l'onde incidente. La somme se fait donc sur Q_x et Q_y .

$$q = \sqrt{n_0^2 k_0^2 - Q_x^2 - Q_y^2} \quad (3.6)$$

$$E_y^I = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} R_y(Q_x, Q_y) e^{iQ_x x + iQ_y y - iqz} dQ_x dQ_y + e^{in_0 k_0 z} \quad (3.7)$$

$$E_y^{III} = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} W_y(Q_x, Q_y) e^{iQ_x x + iQ_y y + iq(z-h)} dQ_x dQ_y \quad (3.8)$$

Le choix de considérer e^{-iqz} dans l'intégrale pour E_y^I et $e^{iq(z-h)}$ dans l'intégrale pour E_y^{III} permet de faciliter les calculs pour les conditions aux limites qui seront prises en $z = 0$ et $z = h$ respectivement. Dans le milieu I, on tient compte de l'onde plane incidente $e^{in_0 k_0 z}$. En toute rigueur, il s'agit de $E_0 e^{in_0 k_0 z}$ et on prend comme normalisation de l'onde incidente $|E_0| = 1$. R_y et W_y seront à déterminer.

Ensuite, on se sert de conditions aux limites (continuité des champs aux interfaces) pour trouver les valeurs de A , B , R_y et W_y . Le calcul détaillé de A et B se trouve en annexe B. On obtient les valeurs suivantes pour A et B :

$$A = \frac{16\pi^2 b}{i\mu c} \frac{(Z + 2\pi^2 abk)}{(e^{2ihk} - 1)(Z^2 + 4\pi^4 a^2 b^2 k^2) - 4\pi^2 abk(e^{2ihk} + 1)Z} \quad (3.9a)$$

$$B = -\frac{16\pi^2 b}{i\mu c} \frac{(Z - 2\pi^2 abk)e^{2ikh}}{(e^{2ihk} - 1)(Z^2 + 4\pi^4 a^2 b^2 k^2) - 4\pi^2 abk(e^{2ihk} + 1)Z} \quad (3.9b)$$

avec

$$Z = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{n_0^2 k_0^2 - Q_x^2}{q} f(Q_x)^2 g(Q_y)^2 dQ_x dQ_y \quad (3.10)$$

$$f(Q_x) = \int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} \cos\left(\frac{\pi x}{a}\right) e^{iQ_x x} dx = \frac{2\pi a \cos\left(\frac{Q_x a}{2}\right)}{\pi^2 - Q_x^2 a^2} \quad (3.11)$$

$$g(Q_y) = \int_{-\frac{b}{2}}^{\frac{b}{2}} e^{iQ_y y} dy = b \operatorname{sinc}\left(\frac{Q_y b}{2}\right) \quad (3.12)$$

La quantité Z de l'équation 3.10 est appelée "intégrale de diffusion". Elle est particulièrement intéressante puisqu'elle apparaît à différents endroits dans le calcul. Elle permet également de passer d'une ouverture seule à un réseau infini d'ouvertures ayant pour période d . Pour cela, il suffit de remplacer l'intégrale de diffusion pour une fente seule Z par l'intégrale de diffusion pour un réseau Z_{per} dans les expressions de A et B . C'est le cas en réseau que nous utiliserons dans la suite.

L'obtention de Z_{per} à partir de Z se fait en utilisant un peigne de Dirac. C'est possible car la longueur d'onde λ est supérieure à la période d et il n'y a donc pas d'ordres de diffraction. Dans l'expression 3.10, on remplace les intégrales par des sommes et les composantes Q_x et Q_y de chaque vecteur d'onde sont discrétisées. Ces composantes discrétisées sont notées Q_m et Q_n et s'expriment selon les équations 3.13a et 3.13b.

$$Q_m = \frac{2\pi m}{d}, \quad m \in \mathbb{Z} \quad (3.13a)$$

$$Q_n = \frac{2\pi n}{d}, \quad n \in \mathbb{Z} \quad (3.13b)$$

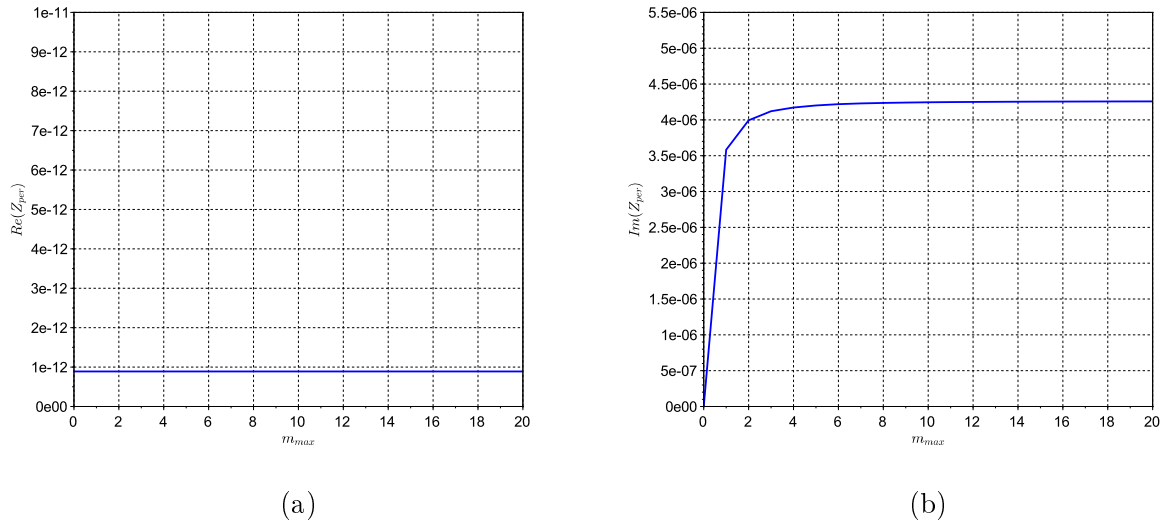


FIGURE 3.2 – Les valeurs de (a) $Re(Z_{per})$ et (b) $Im(Z_{per})$ suivant le nombre de termes maximal m_{max} , en prenant $n_{max} = m_{max}$. Valeurs numériques : $a=750$ nm, $b=250$ nm, $h=200$ nm, $d=1$ μ m, $n_d=3$ et $\lambda=4$ μ m.

L'expression de Z_{per} est donnée par l'équation 3.14, avec q donné par l'équation 3.6.

$$Z_{per} = \frac{4\pi^2}{d^2} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{n_0^2 k_0^2 - Q_m^2}{q} g(Q_n)^2 f(Q_m)^2 \quad (3.14)$$

On peut tirer avantage de la symétrie de Z_{per} pour simplifier son calcul :

$$Z_{per} = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} z_{m,n} \quad (3.15a)$$

$$= z_{0,0} + 2 \sum_{m=1}^{+\infty} \sum_{n=1}^{+\infty} z_{m,n} \quad (3.15b)$$

$$\text{avec } z_{m,n} = \frac{4\pi^2}{d^2} \frac{n_0^2 k_0^2 - Q_m^2}{q} g(Q_n)^2 f(Q_m)^2 \quad (3.15c)$$

Il est à noter que Z_{per} est à valeurs complexes à cause de la quantité $q = \sqrt{k_0^2 n_0^2 - Q_m^2 - Q_n^2}$. Plusieurs cas sont possibles :

- si $m = n = 0$, le terme correspondant dans la somme 3.14 est à valeurs réelles ;
- si m ou n est différent de 0, le terme correspondant dans la somme 3.14 est imaginaire pur pour les ordres de grandeur de a , b et d que l'on utilise.

La partie réelle de Z_{per} est donnée par l'équation 3.16. Elle se déduit de l'équation 3.14 en prenant $m = 0$ et $n = 0$. Les fonctions f et g sont celles des équations 3.11 et 3.12, donc $f(0) = \frac{2a}{\pi}$ et $g(0) = b$.

$$Re(Z_{per}) = \frac{16a^2 b^2 n_0 k_0}{d^2} \quad (3.16)$$

En pratique, la partie imaginaire de Z_{per} converge rapidement et on peut calculer la somme pour m_{max} et $n_{max} \approx 10$. La figure 3.2 montre cette convergence sur un exemple.

3.3 Bilan de puissance et d'énergie

À présent que nous avons des expressions pour A et B , nous avons accès à tous les champs électromagnétiques. En effet, dans les milieux I et III, les quantités R_y et W_y s'expriment également en fonction de A et B (voir annexe B). On peut maintenant calculer la puissance transmise, réfléchie et absorbée par le filtre, ainsi que l'énergie électromagnétique du mode guidé.

On commence par calculer la puissance transmise à travers une ouverture, définie selon l'équation 3.17 :

$$P_{trans} = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} S_z dx dy \quad (3.17)$$

Il s'agit tout simplement d'intégrer selon x et y la composante en z du vecteur de Poynting \vec{S} , à savoir S_z . La définition du vecteur de Poynting est rappelée à l'équation 3.18, où A^* dénote le complexe conjugué de la quantité A .

$$\vec{S} = \frac{1}{2} Re(\vec{E} \wedge \vec{H}^*) \quad (3.18)$$

En considérant l'orientation des champs, P_{trans} s'écrit alors :

$$P_{trans} = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} -\frac{1}{2} Re(E_y H_x^*) dx dy \quad (3.19)$$

On connaît l'expression des champs E_y et H_x dans le milieu III :

$$E_y = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} W_y(Q_x, Q_y) e^{iQ_x x + iQ_y y + iq(z-h)} dQ_x dQ_y \quad (3.20a)$$

$$H_x^* = -\frac{1}{\mu\omega} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{k_0^2 - Q_x^2}{q^*} W_y^* e^{-iQ_x x - iQ_y y - iq^*(z-h)} dQ_x dQ_y \quad (3.20b)$$

$$\text{avec } W_y = -\frac{i\mu a\omega}{4\pi^3} (Ae^{ikh} + Be^{-ikh}) fg \quad (3.20c)$$

On peut donc calculer P_{trans} .

$$P_{trans} = Re\left(\frac{2\pi^2}{\mu\omega} \int \int \frac{k_0^2 - Q_x^2}{q^*} |W_y|^2 e^{2i(z-h)Im(q)} dQ_x dQ_y\right) \quad (3.21a)$$

$$= \frac{\mu\omega a^2}{8\pi^4} Re(Z) |Ae^{ikh} + Be^{-ikh}|^2 \quad (3.21b)$$

$q \in \mathbb{R}$ car on considère la partie propagative de l'onde dans le milieu III. Le résultat ne dépend pas de la coordonnée z , ce qui est logique car on doit retrouver la même quantité d'énergie dans chaque plan $z=\text{constante}$.

On peut également calculer la section efficace de transmission σ_t , qui est définie comme la puissance transmise P_{trans} divisée par la densité de puissance incidente $\frac{1}{2}\epsilon_0 c |E_0|^2$ avec $|E_0|^2 = 1$:

$$\sigma_t = \frac{P_{trans}}{\frac{1}{2}\epsilon_0 c} \quad (3.22)$$

On obtient la formule 3.23.

$$\sigma_t = \frac{\mu k_0 a^2}{4\pi^4 \epsilon_0} |Ae^{ikh} + Be^{-ikh}|^2 \operatorname{Re}(Z) \quad (3.23)$$

Vérifions les dimensions : Z est en m, k_0 en m^{-1} , A et B ont les dimensions d'un champ magnétique H_0 et $\epsilon_0 |E_0|^2$ comme $\mu |H_0|^2$ sont en J m^{-3} . La formule de σ_t donne bien des m^2 .

On peut également obtenir la transmission à travers un réseau périodique en utilisant 3.24.

$$T = \frac{P_{trans}}{P_i} = \frac{\sigma_t}{d^2} \quad (3.24)$$

De façon similaire au calcul de la puissance transmise, on peut calculer la puissance réfléchie P_{ref} et la section efficace de réflexion σ_r . P_{ref} s'obtient en calculant l'intégrale sur une surface à z constant de la composante selon z du vecteur de Poynting :

$$P_{ref} = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} -\frac{1}{2} \operatorname{Re}(E_y H_x^*) dx dy \quad (3.25)$$

où l'on prend les expressions de E_y et H_x dans le milieu I. C'est bien le champ total qui est utilisé : on prend en compte le champ de l'onde incidente. On obtient alors :

$$P_{ref} = -\frac{2\pi^2}{\mu c k_0} (|r|^2 \operatorname{Re}(Z) - 2k_0 \operatorname{Re}(r) \frac{2ab}{\pi}) \quad (3.26)$$

$$\text{avec } r = -\frac{i\mu\omega a}{4\pi^3} (A + B) \quad (3.27)$$

On calcule ensuite la section efficace en réflexion avec

$$\sigma_r = \frac{P_{ref}}{\frac{1}{2}\epsilon_0 c} \quad (3.28)$$

et on obtient après calcul la formule 3.29.

$$\sigma_r = -\frac{2\pi^2}{\mu c k_0 \frac{1}{2}\epsilon_0 c} (|r|^2 \operatorname{Re}(Z) - 2k_0 \operatorname{Re}(r) \frac{2ab}{\pi}) \quad (3.29a)$$

$$\text{avec } r = -\frac{i\mu\omega a}{4\pi^3} (A + B) \quad (3.29b)$$

On peut également obtenir la réflexion à travers un réseau périodique en utilisant 3.30.

$$R = 1 - \frac{\sigma_r}{d^2} \quad (3.30)$$

On s'intéresse ensuite à la puissance P_{abs} absorbée par le métal et à l'énergie W stockée dans le mode. À partir de maintenant, on se placera dans le cas périodique. Pour obtenir une expression simplifiée (et exploitable!) de la puissance métallique absorbée et de l'énergie dans la fente, nous allons utiliser les approximations suivantes :

$$kh \ll 1 \quad (3.31a)$$

$$kb \ll 1 \quad (3.31b)$$

k est le vecteur d'onde du mode de cavité dans la fente. Ces approximations correspondent à une hauteur de métal et une largeur de fente très inférieures à la longueur d'onde de résonance. Nous allons maintenant chercher une condition pour la résonance. Dans la suite, on utilise un logiciel de calcul analytique pour conduire les calculs (wxmaxima).

Tout d'abord, nous allons définir la quantité F , qui sera une version adimensionnée de l'intégrale de diffusion Z_{per} :

$$F = \frac{Z_{per}}{4\pi^2 k_0 b^2} \quad (3.32)$$

Comme Z_{per} , il s'agit d'une grandeur complexe. On peut réécrire les champs A et B de l'équation 3.9 selon F :

$$A = \frac{-4i}{\mu c} \frac{e^{-ikh}(2bk_0 F + ak)}{i(4b^2 k_0^2 F^2 + a^2 k^2) \sin(kh) - 4abk k_0 F \cos(kh)} \quad (3.33a)$$

$$B = \frac{4i}{\mu c} \frac{e^{ikh}(2bk_0 F - ak)}{i(4b^2 k_0^2 F^2 + a^2 k^2) \sin(kh) - 4abk k_0 F \cos(kh)} \quad (3.33b)$$

On cherche la condition de résonance pour obtenir une expression de $Im(F)$ que l'on utilisera ensuite pour obtenir la puissance absorbée P_{abs} et l'énergie dans la fente W . Il y a résonance lorsque le dénominateur de $|A|$ et $|B|$ atteint un minimum. Le dénominateur de A et B a une partie réelle, proportionnelle à D_1 , et une partie imaginaire proportionnelle à D_2 avec D_1 et D_2 donnés par :

$$D_1 = -\frac{4bk_0}{a^2} (2bk_0 \sin(kh) Im(F) + ak \cos(kh) Re(F)) \quad (3.34a)$$

$$D_2 = \frac{4b^2 \sin(kh) k_0^2 (Re(F)^2 - Im(F)^2)}{a^2} - \frac{4bk \cos(kh) k_0 Im(F)}{a} + k^2 \sin(kh) \quad (3.34b)$$

À la résonance, le vecteur d'onde k du mode guidé dans la fente est réel car $k^2 = \frac{4\pi^2 n_d^2}{\lambda_0^2} - \frac{\pi^2}{a^2}$ et $2n_d a \gtrsim \lambda_0$. Dans ce cas, D_1 ne s'annule jamais et D_2 peut s'annuler. On effectue un développement limité de D_2 en kh et kb au premier ordre en 0. La condition qui annule D_2 est alors :

$$Im(F) = \frac{ahk^2}{4bk_0} \quad (3.35)$$

À présent, nous pouvons effectuer le calcul de la puissance métallique absorbée. Elle est donnée par la formule 3.1, qui implique que toute l'absorption métallique a lieu sur les parois de l'ouverture. Dans le cas de la géométrie présentée figure 3.1, P_{abs} s'écrit en fonction des champs selon la formule 3.36.

$$P_{abs} = \frac{1}{2\sigma\delta} \int_0^h 2 \left(\int_{-\frac{b}{2}}^{\frac{b}{2}} (|H_x(x = \frac{a}{2})|^2 + |H_z(x = \frac{a}{2})|^2) dy + \int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} |H_z(y = \frac{b}{2})|^2 dx \right) dz \quad (3.36)$$

En effectuant un développement limité de kh au premier ordre en 0, et en utilisant la condition de résonance 3.35, on obtient l'expression simplifiée suivante pour la puissance absorbée P_{abs} :

$$P_{abs} = \frac{1}{2\sigma\delta} \frac{4(2b+a)h}{\mu^2 c^2 k_0^2 b^2 Re(F)^2} \quad (3.37)$$

On peut également définir l'absorption Abs comme le rapport de la puissance absorbée par la puissance incidente. Pour un réseau de période d , on a donc l'expression de la formule 3.38.

$$Abs = \frac{P_{abs}}{\frac{1}{2}\epsilon_0 c d^2} \quad (3.38)$$

On souhaite maintenant calculer l'énergie stockée dans l'ouverture, W . On considérera que cette énergie correspond à l'énergie du mode TE_{10} . Cela reviendra à négliger la partie de l'énergie du mode qui pourrait dépasser dans les milieux I et III.

L'énergie se calcule en intégrant la densité volumique d'énergie $u(x, y, z)$ (cf 3.39) dans tout le volume de l'ouverture 3.40.

$$u(x, y, z) = \frac{1}{2}(\epsilon_0 n_d^2 |E_y|^2 + \mu |H_z|^2 + \mu |H_x|^2) \quad (3.39)$$

$$W = \int_0^h \int_{-\frac{b}{2}}^{\frac{b}{2}} \int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} u(x, y, z) dx dy dz \quad (3.40)$$

En effectuant un développement limité de kh et kb au premier ordre non nul en 0, on obtient l'expression 3.41.

$$W = \frac{ah(a^2 k_0^2 n_d^2 + \pi^2)}{\pi^2 b \mu c^2 k_0^2 Re(F)^2} \quad (3.41)$$

3.4 Comparaison avec la simulation

Afin de vérifier la validité du modèle et des approximations, on compare les résultats obtenus avec des résultats de simulation. Les simulations sont réalisées en FDTD avec le logiciel de simulation Lumerical. Les simulations avec un métal parfait (PEC) sont utilisées pour comparer la transmission et la réflexion. Les simulations avec un métal réel permettent de vérifier l'ordre de grandeur de la puissance absorbée. Le métal est modélisé en utilisant l'indice optique de l'or mesuré par Olmon [Olmon2012].

Dans cette section, on comparera la transmission, la réflexion, la puissance absorbée dans le métal et la distribution du champ d'un réseau de fentes. Ses dimensions sont choisies pour résonner dans la gamme 3-5 μm . La longueur de la fente est $a=750$ nm et le diélectrique utilisé est d'indice $n_d=3$ (approximativement celui du silicium). Ces deux paramètres déterminent la longueur d'onde de résonance, attendue vers 4 μm . $h=200$ nm et $b=250$ nm sont choisis pour être très inférieurs à la longueur d'onde. La période d vaut 1000 nm, c'est-à-dire 1, $3a$.

La première vérification que l'on peut faire consiste à comparer la transmission et la réflexion obtenues analytiquement avec le modèle et en simulation, pour un métal parfait. Pour le calcul analytique, on prend les coefficients A et B aux équations 3.9. L'hypothèse qui a conduit à ces équations est celle-ci : le champ dans la fente peut être décrit par le mode guidé TE_{10} fondamental. C'est donc elle que l'on vérifie maintenant. La figure 3.3 donne les résultats obtenus. Les courbes en traits pleins sont celles du modèle et les courbes en pointillés celles de la simulation. On constate que l'accord entre les deux est excellent : la longueur d'onde de résonance est au même endroit et les valeurs de T et R peuvent être considérés comme identiques. Cela signifie que l'hypothèse du mode guidé est une bonne approximation.

La deuxième vérification que nous pouvons effectuer concerne la distribution des champs en métal parfait. Sur la figure 3.4, on a tracé la carte du champ électrique calculé analytiquement au milieu d'une ouverture selon les directions x et z . On voit bien la forme caractéristique du mode TE_{10} , avec le maximum de champ au centre.

La carte du champ électrique en valeur absolue obtenue en simulation est donnée par la figure 3.5. On y observe également le mode TE fondamental. L'intensité du maximum du champ est

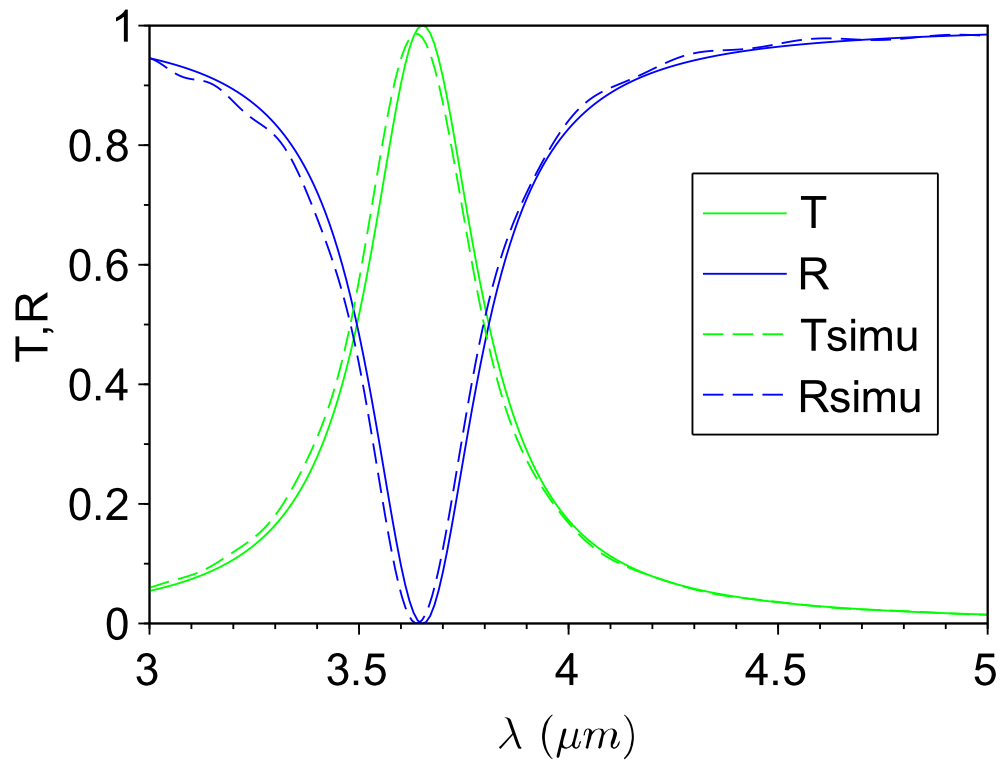


FIGURE 3.3 – Comparaison de la transmission et de la réflexion entre le modèle analytique et la simulation pour le réseau de fentes.

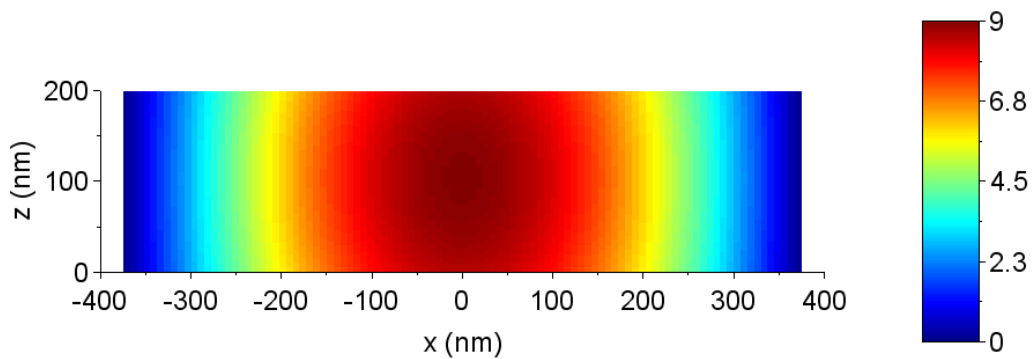


FIGURE 3.4 – Le champ électrique en valeur absolue calculé analytiquement dans l'ouverture pour $y=0$ (métal parfait).

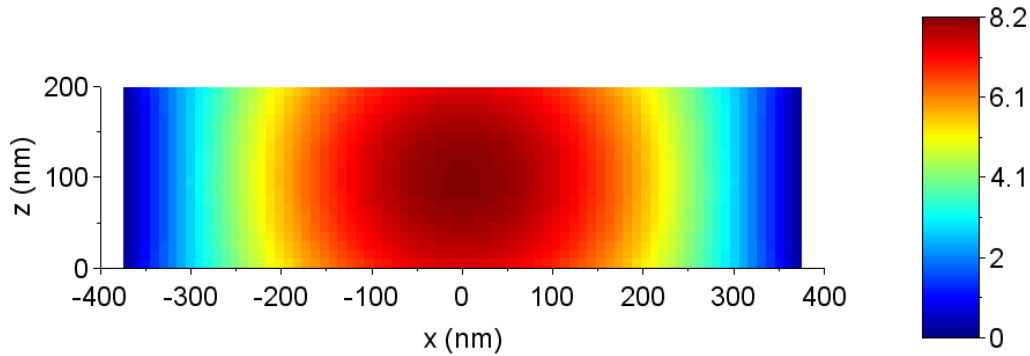


FIGURE 3.5 – Le champ électrique en valeur absolue obtenu en simulation dans l’ouverture pour $y=0$ (métal parfait).

légèrement plus faible ($8,2 \text{ V m}^{-1}$ par rapport à 9 V m^{-1}) mais reste très proche. La répartition du champ selon z montre une concentration plus importante du champ au centre de la fente.

La figure 3.6 donne la carte de champ électrique (en valeur absolue) selon x et y obtenu en simulation. On constate que le champ est quasi-constant suivant y , ce qui valide la forme que nous avons prise pour E_y .

Notre modèle permet d’obtenir la distribution des champs dans le cas du métal parfait et d’en déduire la puissance absorbée grâce à la formule 3.1. Afin de comparer les résultats en absorption, on effectue une simulation de la structure avec les mêmes paramètres géométriques et en métal réel. La figure 3.7 présente la transmission et la réflexion obtenues en simulation pour la même fente, l’une avec un métal parfaitement conducteur et l’autre avec de l’or. On peut constater que le passage en métal réel décale la résonance vers les grandes longueurs d’onde. Par ailleurs, la transmission diminue. Comme la réflexion à la résonance reste proche de 0, cette diminution est principalement due à l’absorption métallique.

La figure 3.8 représente la carte du champ électrique (en valeur absolue) selon x et z obtenu en simulation pour de l’or. Elle a la même forme que celle obtenue avec un métal parfait (figure 3.5). La valeur de son maximum est plus faible ($5,9 \text{ V m}^{-1}$ contre $8,2 \text{ V m}^{-1}$).

À présent, on souhaite vérifier que la formule de la puissance absorbée 3.37 est approximativement correcte. Cette formule s’obtient à partir de la formule 3.1 et des approximations supplémentaires $kh \rightarrow 0$ et $kb \rightarrow 0$. Afin de connaître la validité des différentes approximations effectuées, on calcule la puissance absorbée à travers le réseau d’ouvertures de différentes façons :

1. en l’extrayant de la simulation FDTD ;
2. en utilisant la formule 3.36 avec les champs obtenus en simulant un conducteur parfait ;
3. en calculant analytiquement sa valeur grâce au modèle ;

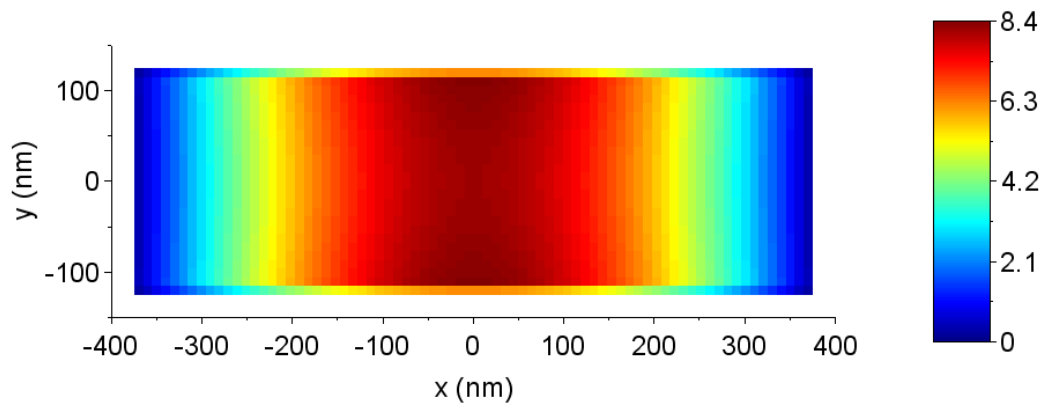


FIGURE 3.6 – Le champ électrique en valeur absolue obtenu en simulation dans l'ouverture pour $z=100$ nm (métal parfait).

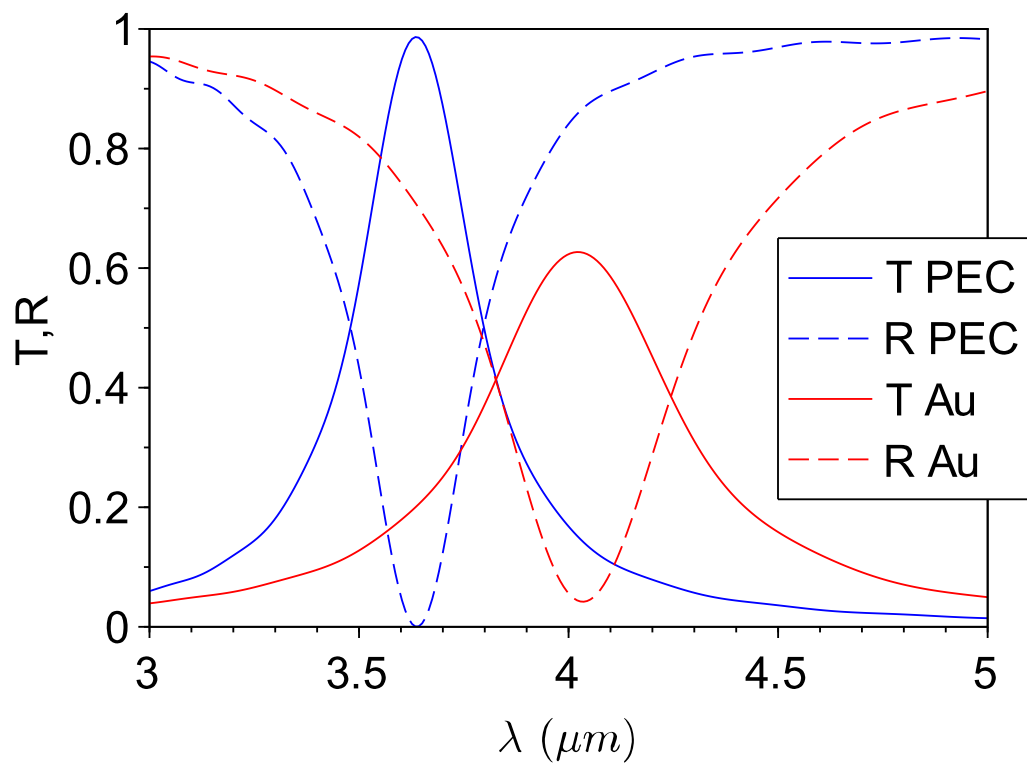


FIGURE 3.7 – Comparaison de la transmission T et de la résonance R pour un métal parfait et un métal réel (simulation).

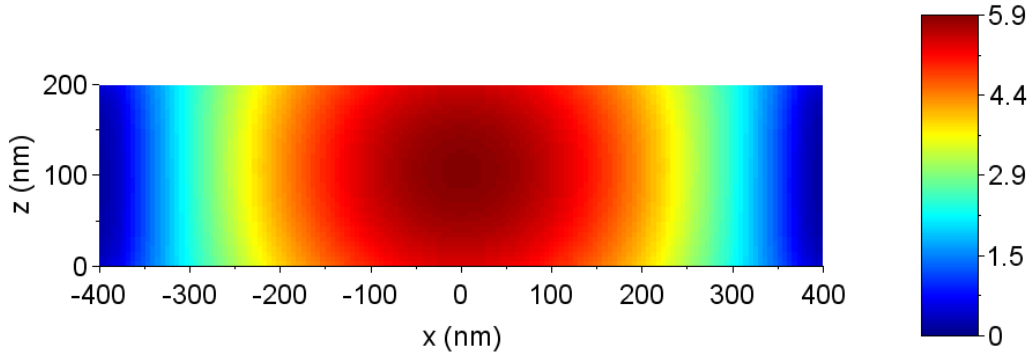


FIGURE 3.8 – Le champ électrique dans la fente en valeur absolue pour $y=0$ (métal réel).

4. avec la formule 3.37, qui utilise les approximations supplémentaires $kh \rightarrow 0$ et $kb \rightarrow 0$.

La valeur extraite de la simulation Lumerical est a priori la plus représentative et elle sera choisie comme référence. La valeur obtenue en prenant la formule 3.36 et les champs PEC obtenus en simulation permet de tester le choix de cette approche pour calculer l'absorption. La valeur obtenue en utilisant la même formule mais les champs obtenus par le modèle permet de vérifier que les champs magnétiques sur les parois pour le modèle et la simulation restent proches. Enfin, le calcul de l'absorption avec la formule très approchée 3.37 permet de constater que l'ordre de grandeur reste correct.

Pour les calculs (et à l'exception du premier cas où l'absorption se déduit directement de R et T), on utilisera la conductivité d.c. σ et l'épaisseur de peau δ . Pour l'or, σ_0^{Kittel} vaut $4.55 \times 10^7 \text{ S m}^{-1}$. La puissance incidente est la même dans la simulation et dans le modèle. L'épaisseur de peau est calculée grâce à la formule suivante (cf [Jackson2001]) :

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\mu\omega_0\sigma}} \quad (3.42)$$

Les résultats sont rassemblés dans la table 3.1. Les puissances absorbées calculées avec la formule 3.36 en prenant directement les champs PEC de la simulation, en prenant les champs PEC du modèle ou en prenant l'équation 3.37 sont très proches les unes des autres. Il y a un écart d'un facteur 2 entre celles-ci et la valeur directement issue de la simulation. Comme les champs en métal parfait sont plus élevés que les champs en métal réel, il n'est pas surprenant d'obtenir une puissance absorbée plus élevée. L'ordre de grandeur reste correct. Dans le chapitre suivant, l'absorption du modèle ne sera en fait pas calculée directement à partir de P_{abs} mais à partir de taux de pertes issus de la théorie temporelle des modes couplés. Nous aurons l'occasion au chapitre suivant d'effectuer des comparaisons sur plus d'une simulation et de discuter de l'absorption de la structure.

Méthode de calcul	P_{abs} (10^{-16} W)
1. À partir de la simulation	4,4
2. Équation 3.36 avec les champs PEC simulés	11
3. Équation 3.36 avec les champs PEC du modèle	10
4. Équation 3.37 (très approchée)	9,7

TABLE 3.1 – Comparaison de différentes méthodes de calcul de l’absorption.

3.5 Longueur d’onde de résonance

On s’intéresse tout d’abord à la longueur d’onde de résonance λ_{res} dans le cas d’un métal parfait. Le modèle présenté ici n’en donne pas d’expression analytique simple. De façon générale, il est difficile d’obtenir une telle expression. La solution la plus proche de la réalité à ce jour consiste en une résolution graphique d’équations tirées d’un modèle analytique, comme celle proposée par l’article [Carretero-Palacios2012] pour un métal parfait. On souhaite pourtant avoir une idée de l’emplacement de la résonance préalablement à tout calcul, ne serait-ce que pour pouvoir dimensionner les simulations. Dans cette section, on discute des différentes façons d’approximer cette longueur d’onde de résonance.

Tout d’abord, il s’agit d’une résonance d’antenne, dont la longueur d’onde de résonance λ_0 est connue dans les domaines des radiofréquences et des micro-ondes : elle se trouve approximativement à deux fois la longueur a de la fente :

$$\lambda_0 \approx 2a \quad (3.43)$$

Contrairement au cas des surfaces sélectives en fréquence dans le domaine des micro-ondes et des radiofréquences, où l’épaisseur h de la couche métallique est considérée comme infiniment fine ($h \rightarrow 0$), il faut tenir compte dans l’infrarouge de l’épaisseur du métal et du diélectrique contenu dans la fente. On multiplie donc λ_0 par l’indice optique n_d de ce diélectrique pour obtenir notre première approximation (cf équation 3.44).

$$\lambda_r^a \approx 2n_d a \quad (3.44)$$

Remarquons que cette longueur d’onde est également la longueur d’onde de coupure λ_c du mode guidé TE_{10} . En effet, la fréquence de coupure pour un guide d’onde rectangulaire est donnée par l’équation 3.45 (voir par exemple [Jackson2001]).

$$\omega_c = \frac{\sqrt{\pi^2 \left(\frac{m^2}{a^2} + \frac{n^2}{b^2} \right)}}{\sqrt{\mu\epsilon}} \quad (3.45)$$

Pour $m = 1$ et $n = 0$, comme $n_d = \sqrt{\epsilon_d}$, $\epsilon = \epsilon_0 \epsilon_d$, $\mu = \mu_0$ et $\frac{1}{\epsilon_0 \mu_0} = c^2$, on obtient l'expression 3.46, qui est la même que 3.44.

$$\lambda_c = 2n_d a \quad (3.46)$$

L'approximation 3.44 est relativement bonne lorsqu'on a le même indice dans la fente et à l'extérieur ($n_d = n_0$). Cependant, lorsque le milieu extérieur a un indice optique différent, la résonance se déplace de façon notable (guide d'onde ouvert). Par exemple, pour le réseau de fentes de la figure 3.3, la résonance d'antenne est à $\lambda_0 = 1,5 \mu\text{m}$, la résonance d'antenne tenant compte du diélectrique de la fente est à $\lambda_r^a = 4,5 \mu\text{m}$ et la longueur d'onde de résonance simulée est $\lambda_{simu} = 3,65 \mu\text{m}$. On souhaite donc améliorer l'approximation 3.44 pour tenir compte de l'environnement diélectrique. Ce problème a été étudié dans les RF et les micro-ondes (cas où $h \rightarrow 0$). Soit n_1 le milieu du substrat et n_3 le milieu du superstrat. Alors la longueur d'onde de résonance est la moyenne des permittivités diélectriques et est donnée par l'équation :

$$\lambda_r^{d,RF} \approx \sqrt{\frac{n_1^2 + n_3^2}{2}} \quad (3.47)$$

C'est l'estimation dont se sert Munk dans [Munk2000]. L'article [Roberts2011] étudie ce qui se passe dans le cas où h n'est plus négligeable avec $n_3 = n_d = 1$ (c'est-à-dire avec un substrat et sans superstrat), dans le visible-proche IR (longueurs d'onde entre 600 nm et 1200 nm). Les auteurs montrent que l'influence du substrat diminue lorsque l'épaisseur de métal augmente. Ces résultats sont cohérents avec ceux de l'article [Carretero-Palacios2012], où les auteurs s'intéressent à des trous remplis d'air (donc un indice très faible) et entourés de diélectriques. Dans le cas où l'épaisseur de métal est importante $h \geq \frac{\lambda_r}{2}$, c'est la longueur d'onde de coupure qui domine (équation 3.44). Dans le cas d'une couche de métal très fine $h \ll \lambda_r$, les diélectriques entourant la couche métallique ont une influence importante et l'article ne propose pas d'approximation simple. On propose ici l'approximation suivante :

$$\lambda_0 \approx 2n_{eff} a \quad (3.48)$$

avec n_{eff} un indice effectif qui tient compte à la fois du diélectrique dans la fente et des diélectriques à l'extérieur :

$$n_{eff} \approx \sqrt{\frac{n_1^2 + n_3^2 + 2n_d^2}{4}} \quad (3.49)$$

L'expression 3.48 est plus proche de la longueur d'onde de résonance obtenue en simulation que l'expression 3.44, particulièrement lorsque l'indice optique du diélectrique dans la fente est élevé. Dans le cas étudié dans ce chapitre ($n_1 = n_3 = 1$), l'indice effectif devient :

$$n_{eff} \approx \sqrt{\frac{n_d^2 + 1}{2}} \quad (3.50)$$

La longueur d'onde de résonance calculée pour la fente de la figure 3.3 est alors de $3,4 \mu\text{m}$, ce qui est beaucoup plus proche de la simulation ($3,65 \mu\text{m}$) que l'expression 3.44 qui donne $4,5 \mu\text{m}$.

La longueur d'onde de résonance pour un métal réel est décalée vers les grandes longueurs d'onde par rapport à la longueur d'onde de résonance pour un métal parfait (cf figure 3.7). L'explication proposée par la littérature est le couplage de plasmons polaritons de surface sur les parois dans la longueur de la fente (parois séparées par la distance b) ([Gordon2005], [Chen2015]). L'article [Chen2015] propose un modèle analytique pour calculer approximativement la longueur d'onde de

résonance en métal réel dans le cas où il y a de l'air dans la fente ($n_d = 1$) en utilisant un mode guidé TM dans la largeur de la fente b et un mode guidé TE dans sa longueur. Le modèle est valable pour $b \ll \lambda_r$. Dans le cas qui nous intéresse (pas d'air dans la fente mais un n_d élevé), on peut utiliser ce modèle pour calculer la longueur d'onde de résonance en métal réel λ_r^{met} à partir de la longueur d'onde de résonance en métal parfait λ_r^{PEC} . Il s'agit d'une combinaison linéaire dont les coefficients dépendent des propriétés du métal, modélisé par un modèle de Drude, et de la largeur b de la fente.

$$\lambda_r^{met} \approx c_1 \lambda_r^{PEC} + c_2 \quad (3.51)$$

avec

$$c_1 = \sqrt{1 + \frac{\lambda_p}{\pi b}} \quad (3.52)$$

$$c_2 = \frac{\pi + 0,75}{2\pi} \lambda_p \sqrt{1 + \frac{\lambda_p}{\pi b}} \quad (3.53)$$

où λ_p est la longueur d'onde correspondant à la fréquence plasma du modèle de Drude (équation 3.54).

$$\lambda_p = \frac{2\pi c}{\omega_p} \quad (3.54)$$

Pour l'or avec le modèle de Drude de [Olmon2012], on a $\lambda_p = 147$ nm, $c_1 = 1,09$ et $c_2 = 100$ nm. Pour la fente de la figure 3.7, comme $\lambda_r^{PEC} = 3,65$ μm , on obtient $\lambda_r^{met} = 4$ μm , ce qui est bien la longueur d'onde de résonance obtenue en simulation (cf figure 3.7).

3.6 Conclusion du chapitre

Le modèle analytique développé ici étudie une structure simple, constituée d'une couche métallique percée d'une ouverture rectangulaire et remplie de diélectrique. Le cas d'un réseau périodique d'ouvertures est également considéré.

Les puissances transmise, réfléchie, absorbée et l'énergie dans la fente ont été calculées. Le modèle s'appuie sur des approximations qui permettent d'obtenir des formules relativement simples. Ce modèle est confronté à des simulations FDTD avec de bons résultats. Ces résultats seront exploités au chapitre suivant pour calculer les taux de pertes dans le formalisme de la théorie temporelle des modes couplés.

Le modèle est valide pour $b \ll a$ et $h \ll a$. Les expressions approchées que nous avons calculées pour la puissance absorbée et l'énergie dans la fente sont valables uniquement à la résonance. On obtient le bon ordre de grandeur pour la puissance absorbée.

Nous développons ensuite des expressions approchées de la longueur d'onde de résonance de la fente dans le cas d'un métal parfait et d'un métal réel.

Chapitre 4

Utilisation de la théorie temporelle des modes couplés pour la modélisation de fentes périodiques dans un métal

Sommaire

4.1	Présentation des équations de la théorie temporelle des modes couplés	60
4.2	Expression des taux de pertes	64
4.3	Comparaison avec la simulation	67
4.4	Utilisation du modèle	72
4.5	Conclusion du chapitre	76

Afin de mieux comprendre l'influence des différents paramètres sur la résonance des filtres étudiés au chapitre 3, nous allons utiliser un modèle analytique, la théorie temporelle des modes couplés (TCMT). La théorie temporelle des modes couplés a été proposée par Haus à partir des résonances dans les circuits RLC (cf [Haus1984], chapitre 7). Elle fournit un cadre général pour étudier des systèmes résonants complexes. Comme les surfaces sélectives en fréquence sont des résonateurs, cette théorie est tout à fait adaptée à leur étude.

La théorie temporelle des modes couplés peut se résumer brièvement comme suit : un résonateur à la fréquence ω_0 peut avoir différents modes et communiquer avec son environnement grâce à des ports. On s'intéresse à l'énergie électromagnétique du système. Elle peut être soit conservée à l'intérieur (c'est l'énergie des modes), soit perdue par dissipation interne (comme dans le cas de l'absorption métallique), soit échangée avec l'extérieur via les ports. Des taux de pertes radiatives sont associés aux ports pour caractériser ces échanges. Un taux de pertes par absorption permet de tenir compte des pertes internes. La connaissance des taux de pertes permet de définir entièrement le système. L'utilisation de cette théorie permet donc de réduire le nombre de paramètres à prendre en compte pour étudier un système.

Plusieurs articles ont repris le concept de théorie temporelle des modes couplés pour le généraliser. Les articles [Fan2003] et [Suh2004] ont généralisé la théorie au cas du couplage direct entre les ports (sans passage par le résonateur), ce qui donne lieu à des résonances de Fano. L'article [Suh2004] étudie plus particulièrement l'orthogonalité des modes dans des cavités sans pertes. L'article [Yoon2012] étudie le cas avec pertes en utilisant un argument de quasi-réversibilité (les pertes dans le matériau empêchant la réversibilité). L'article [Verslegers2010] étudie le cas théorique d'une ouverture résonante de forme quelconque.

La théorie temporelle des modes couplés a été utilisée dans la littérature pour étudier des systèmes complexes. Par exemple, l'article [Khurgin2009] utilise la TCMT pour étudier le couplage de la lumière à un semi-conducteur absorbant en passant par un réseau métallique via des plasmons polaritons de surface. Les auteurs calculent une expression analytique des taux de pertes dans le but de maximiser l'absorption dans le semi-conducteur. La TCMT a également permis de démontrer une limite théorique dans le cas du couplage entre la lumière et une structure photonique quelconque, ce qui a des applications pour les cellules solaires ([Yu2012], [Yu2010]). L'article [Yu2015] applique la théorie au cas de filtres passe-bandes dans le domaine des micro-ondes. La thèse [Duperron2013] obtient des expressions numériques des taux de pertes dans le cas d'une antenne patch et les utilise pour maximiser l'absorption dans un semiconducteur (applications dans la photodétection infrarouge). L'article [Lesmanne2015] étudie le cas de cavités TE emplies d'un semiconducteur absorbant dans un métal (en deux dimensions). Des expressions des taux de pertes radiatives, des taux de pertes par absorption dans le semiconducteur et des taux de pertes par absorption dans le métal sont utilisées pour discuter de la maximisation de la section efficace en absorption. Dans toutes ces études, la théorie temporelle des modes couplés a permis une meilleure compréhension des mécanismes à l'œuvre et représente un nouvel outil d'aide à la conception de systèmes photoniques.

4.1 Présentation des équations de la théorie temporelle des modes couplés

Dans le cas général d'un oscillateur à n modes et m ports sans dissipation interne, les équations de la TCMT 4.1 décrivent l'évolution du résonateur au cours du temps et la relation entre les ondes émergentes et les ondes incidentes (ce qui est un formalisme de matrice de scattering).

$$\frac{d\mathbf{a}}{dt} = (i\Omega - \Gamma)\mathbf{a} + K^T |s_+\rangle \quad (4.1a)$$

$$|s_-\rangle = C |s_+\rangle + D\mathbf{a} \quad (4.1b)$$

Dans ces équations, \mathbf{a} est un vecteur de taille n qui représente les amplitudes de chaque résonance. L'énergie contenue dans le mode j est $|a_j|^2$.

Ω est une matrice de taille $n \times n$ qui contient les fréquences de résonance de chaque mode (sur la diagonale) et le couplage entre les modes (les éléments hors diagonale, qui valent chacun l'intégrale de recouvrement entre les deux modes correspondants [Suh2004]).

Γ est une matrice de taille $n \times n$ qui représente la décroissance des amplitudes de résonance dans les ports.

En l'absence de pertes, Ω et Γ sont des matrices hermitiennes, donc diagonalisables. $|s_+\rangle$ est un vecteur de taille m qui représente les ondes incidentes. La puissance de l'onde incidente qui arrive sur le port j est $|s_{j+}|^2$. Chaque mode est excité par ces ondes incidentes selon la matrice de couplage K^T , transposée de K qui est de taille $m \times n$.

$|s_-\rangle$ est un vecteur de taille m qui représente les ondes émergentes. La puissance de l'onde émergente qui arrive sur le port j est $|s_{j-}|^2$. Les modes résonants se couplent aux ondes émergentes suivant la matrice de couplage D , de taille $m \times n$.

La matrice C permet de tenir compte des cas où l'onde incidente passe directement à travers le résonateur sans interagir avec lui. C'est une matrice symétrique et unitaire. Elle est diagonale lorsqu'il n'y a pas de passage direct à travers le résonateur ([Fan2003]).

On admettra les identités suivantes (la démonstration se trouve, par exemple, dans [Suh2004], et fait appel à des arguments de conservation de l'énergie et de symétrie par rapport au temps des

équations de Maxwell) :

$$D^\dagger \cdot D = 2\Gamma \quad (4.2a)$$

$$K = D \quad (4.2b)$$

$$C \cdot D^* = -D \quad (4.2c)$$

Le symbole * dénote le complexe conjugué. Le symbole \dagger est l'adjoint d'une matrice (la transposée de son complexe conjugué).

On s'intéresse à présent au cas où le résonateur est dissipatif, c'est-à-dire qu'il y a des pertes internes au résonateur. Lorsque ces pertes sont faibles, il est possible de traiter ce cas comme une perturbation du cas précédent. On introduit la matrice Γ_0 qui représente les pertes pour chaque mode dans les équations 4.1.

$$\frac{d\mathbf{a}}{dt} = (i\Omega - (\Gamma + \Gamma_0))\mathbf{a} + K^T |s^+\rangle \quad (4.3a)$$

$$|s_-\rangle = C |s_+\rangle + D\mathbf{a} \quad (4.3b)$$

Nous adaptons dans la suite ces équations générales au cas du système qui nous intéresse. Celui-ci possède un seul mode (le mode guidé TE₁₀ fondamental) et deux ports : un pour la face incidente (côté milieu I) et un pour la face émergente (côté milieu III). Il n'y a pas d'onde incidente sur le port 2. Dans ce cas et d'après les notations du paragraphe précédent, on a :

$$\mathbf{a} = a \quad (4.4a)$$

$$\omega = \omega_0 \quad (4.4b)$$

$$\Gamma = \gamma_{rad} \quad (4.4c)$$

$$\Gamma_0 = \gamma_{abs} \quad (4.4d)$$

$$D = \begin{bmatrix} d_1 \\ d_2 \end{bmatrix} \quad (4.4e)$$

$$|s_+\rangle = \begin{bmatrix} s_{1+} \\ 0 \end{bmatrix} \quad (4.4f)$$

$$|s_-\rangle = \begin{bmatrix} s_{1-} \\ s_{2-} \end{bmatrix} \quad (4.4g)$$

$$C = \begin{bmatrix} r_d & t_d \\ t_d & r_d \end{bmatrix} \quad (4.4h)$$

$|a|^2$ est l'énergie dans le mode, de fréquence de résonance ω_0 . $|s_{+1}|^2$ représente la puissance de l'onde incidente sur le port 1. $|s_{-1}|^2$ et $|s_{-2}|^2$ sont les puissances des ondes émergentes par les ports 1 et 2. Par définition, la transmission T et la réflexion R sont donc :

$$T = \left| \frac{s_{-2}}{s_{+1}} \right|^2 \quad (4.5a)$$

$$R = \left| \frac{s_{-1}}{s_{+1}} \right|^2 \quad (4.5b)$$

γ_{rad} est le taux de pertes radiatives. On peut le séparer en deux taux de pertes γ_1 et γ_2 , un pour chacun des ports.

$$\gamma_{rad} = \gamma_1 + \gamma_2 \quad (4.6)$$

γ_{abs} est le taux de pertes par absorption à l'intérieur du résonateur. Dans le cas qui nous intéresse ici, il s'agit de pertes par absorption métallique. Dans d'autres cas, il pourrait s'agir de pertes dans un diélectrique absorbant, ou un semi-conducteur absorbant. La condition de "pertes faibles" nécessaire à la validité du formalisme pourra s'écrire comme 4.7.

$$\gamma_{abs} \ll \gamma_{rad} \quad (4.7)$$

r_d et t_d représentent le couplage direct entre les amplitudes sortantes par les ports 1 et 2 et l'amplitude de l'excitation incidente (voir par exemple [Suh2004]). Dans notre cas, r_d est la réflexion sur la plaque métallique, laquelle agit comme un miroir qui réfléchit l'onde avec un déphasage de $+\pi$. t_d est la transmission directe à travers l'ouverture, qui ne fait pas intervenir de mécanisme de résonance. On s'attend à ce qu'elle soit faible pour une ouverture de taille inférieure à la longueur d'onde.

d_1 et d_2 sont des coefficients décrivant le couplage entre le résonateur et les ports 1 et 2. Pour un résonateur faiblement absorbant, on a (cf [Haus1984] p.110) :

$$|d_1| = \sqrt{2\gamma_1} \quad (4.8a)$$

$$|d_2| = \sqrt{2\gamma_2} \quad (4.8b)$$

La figure 4.1 schématise les relations entre le mode et les ports.

En utilisant les équations 4.3, on peut écrire les relations suivantes :

$$\frac{da}{dt} = (i\omega_0 - \gamma_1 - \gamma_2 - \gamma_{abs})a + d_1s_{+1} \quad (4.9a)$$

$$s_{-1} = r_d s_{+1} + d_1 a \quad (4.9b)$$

$$s_{-2} = t_d s_{+1} + d_2 a \quad (4.9c)$$

On en déduit alors l'amplitude de la résonance a :

$$a = \frac{d_1 s_{+1}}{i(\omega - \omega_0) + \gamma_1 + \gamma_2 + \gamma_{abs}} \quad (4.10)$$

On peut ensuite remplacer la valeur de a dans s_{-1} et s_{-2} pour finalement obtenir les expressions 4.11 pour la transmission et la réflexion :

$$T = \left| t_d + \frac{d_1 d_2}{i(\omega - \omega_0) + \gamma_1 + \gamma_2 + \gamma_{abs}} \right|^2 \quad (4.11a)$$

$$R = \left| r_d + \frac{d_1^2}{i(\omega - \omega_0) + \gamma_1 + \gamma_2 + \gamma_{abs}} \right|^2 \quad (4.11b)$$

On obtient finalement les expressions de la transmission T et de la réflexion R en fonction des taux de pertes γ_1 , γ_2 et γ_{abs} .

$$T = \left| t e^{i\phi} + \frac{2\sqrt{\gamma_1\gamma_2}}{i(\omega - \omega_0) + \gamma_1 + \gamma_2 + \gamma_{abs}} \right|^2 \quad (4.12)$$

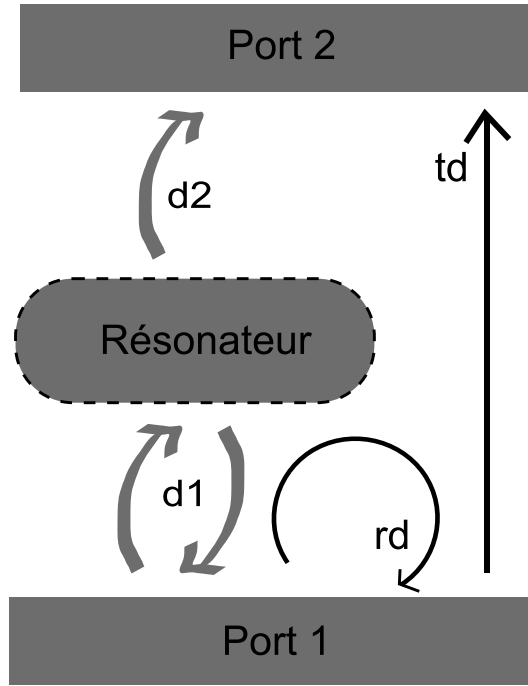


FIGURE 4.1 – Schéma de la modélisation par la théorie temporelle des modes couplés.

$$R = \left| re^{i\psi} + \frac{2\gamma_1}{i(\omega - \omega_0) + \gamma_1 + \gamma_2 + \gamma_{abs}} \right|^2 \quad (4.13)$$

Les quantités $te^{i\phi}$ et $re^{i\psi}$ représentent la partie de l'onde plane qui est respectivement directement transmise ou directement réfléchi, ainsi qu'un facteur de phase qui vient des coefficients à valeurs complexes d_1 et d_2 . Pour conserver une bonne réjection, t doit être proche de 0.

Lorsque la réflexion R s'annule, on parle de couplage critique. On considère le cas où il n'y a pas de transmission directe, et où le miroir métallique loin de la résonance est parfaitement réfléchissant. En prenant $te^{i\phi} = 0$ et $re^{i\psi} = -1$ dans les équations 4.12 et 4.13, on obtient les formules suivantes pour R et T :

$$T = \frac{4\gamma_1\gamma_2}{(\gamma_1 + \gamma_2 + \gamma_{abs})^2 + (\omega - \omega_0)^2} \quad (4.14a)$$

$$R = \frac{(\gamma_1 - \gamma_2 - \gamma_{abs})^2 + (\omega - \omega_0)^2}{(\gamma_1 + \gamma_2 + \gamma_{abs})^2 + (\omega - \omega_0)^2} \quad (4.14b)$$

À la résonance, $\omega = \omega_0$ et T et R sont données par les équations 4.15.

$$T = \frac{4\gamma_1\gamma_2}{(\gamma_1 + \gamma_2 + \gamma_{abs})^2} \quad (4.15a)$$

$$R = \frac{(\gamma_1 - \gamma_2 - \gamma_{abs})^2}{(\gamma_1 + \gamma_2 + \gamma_{abs})^2} \quad (4.15b)$$

La condition de couplage critique est obtenue en prenant $R=0$:

$$\gamma_1 - \gamma_2 = \gamma_{abs} \quad (4.16)$$

Cette condition maximise T . Le maximum de la transmission T_{max} est donné par

$$T_{max} = \frac{\gamma_2}{\gamma_1} \quad (4.17)$$

Pour avoir une transmission égale à 1, il faut donc que les conditions suivantes soient remplies :

$$\gamma_1 = \gamma_2 \quad (4.18a)$$

$$\gamma_{abs} = 0 \quad (4.18b)$$

Cela correspond au cas idéal sans absorption. Dès qu'il y a de l'absorption, la transmission sera inférieure à 1. Dans le cas où l'absorption est faible, $\gamma_{abs} \ll \gamma_1$ et on pourra considérer que le cas où $\gamma_1 = \gamma_2$ est celui qui donne la meilleure transmission. Dans ce cas, la transmission maximale devient, en prenant $\omega = \omega_0$ et en remplaçant γ_1 et γ_2 par $\frac{\gamma_{rad}}{2}$ dans l'équation 4.14 :

$$T_{max} = \frac{1}{(1 + \frac{\gamma_{abs}}{\gamma_{rad}})^2} \quad (4.19)$$

La transmission et la réflexion sont des lorentziennes. La largeur à mi-hauteur $\Delta\omega$ est la somme des taux de pertes multipliée par 2 :

$$\Delta\omega = 2(\gamma_1 + \gamma_2 + \gamma_{abs}). \quad (4.20)$$

4.2 Expression des taux de pertes

On cherche à exprimer les taux de pertes en fonction de la puissance rayonnée, de la puissance absorbée et de l'énergie du mode. W est l'énergie stockée dans le résonateur. Sa puissance est donc

$$\frac{dW}{dt} = \frac{daa^*}{dt} = a \frac{da^*}{dt} + a^* \frac{da}{dt} \quad (4.21)$$

On s'intéresse à la façon dont cette puissance se dissipe, donc on prend $s_{+1} = 0$ dans l'équation 4.9a, c'est-à-dire :

$$\frac{da}{dt} = (i\omega_0 - \gamma_1 - \gamma_2 - \gamma_{abs})a \quad (4.22)$$

et en prenant le complexe conjugué de cette équation, on obtient :

$$\frac{da^*}{dt} = (-i\omega_0 - \gamma_1 - \gamma_2 - \gamma_{abs})a^* \quad (4.23)$$

L'équation 4.21 devient alors, en utilisant $W = aa^*$:

$$\frac{dW}{dt} = -2(\gamma_1 + \gamma_2 + \gamma_{abs})W \quad (4.24)$$

On peut associer une puissance à chaque taux de pertes. Nommons P_1 la puissance rayonnée par le port 1, P_2 la puissance rayonnée par le port 2, P_{rad} la puissance rayonnée totale donnée par l'équation 4.25 et P_{abs} la puissance absorbée à l'intérieur du résonateur. P_i est la puissance incidente.

$$P_{rad} = P_1 + P_2 \quad (4.25)$$

Alors on obtient les équations suivantes :

$$\gamma_1 = \frac{P_1}{2W} \quad (4.26)$$

$$\gamma_2 = \frac{P_2}{2W} \quad (4.27)$$

$$\gamma_{rad} = \frac{P_{rad}}{2W} \quad (4.28)$$

$$\gamma_{abs} = \frac{P_{abs}}{2W} \quad (4.29)$$

Il s'agit à présent d'exprimer les puissances en fonction des paramètres de la structure. P_{abs} est la puissance absorbée par le métal. Pour le port 2, la puissance rayonnée est facile à obtenir : il s'agit de la puissance transmise P_t . On a donc l'équation 4.30.

$$P_2 = P_t = TP_i \quad (4.30)$$

D'après 4.27, on obtient alors l'expression de γ_2 :

$$\gamma_2 = \frac{TP_i}{2W} \quad (4.31)$$

Pour le port 1, l'expression de la puissance rayonnée n'est pas évidente. En effet, c'est le côté où arrive l'onde incidente. Une partie de l'onde incidente est directement réfléchiée par le métal qui agit comme un miroir et une autre partie interagit avec le résonateur. La puissance réfléchiée prend en compte ces deux composantes : celle qui est directement réfléchiée et celle qui est rayonnée vers le milieu I après avoir interagi avec le résonateur, P_1 . Pour obtenir γ_1 , on utilise l'équation de R à la résonance 4.15b. On prend la racine de l'expression

$$(\gamma_1 - \gamma_2 - \gamma_{abs})^2 = R(\gamma_1 + \gamma_2 + \gamma_{abs})^2 \quad (4.32)$$

Comme \sqrt{R} doit être positive, il y a deux possibilités : soit $\gamma_1 > \gamma_2 + \gamma_{abs}$, soit $\gamma_1 < \gamma_2 + \gamma_{abs}$. Dans les deux cas, on a besoin d'exprimer la quantité $\gamma_2 + \gamma_{abs}$. D'après les équations 4.29 et 4.31, en sachant que $P_{abs} = AP_i$ avec A l'absorption et $1 = R + T + A$, on a

$$\gamma_2 + \gamma_{abs} = \frac{P_i(T + A)}{2W} = \frac{P_i(1 - R)}{2W} \quad (4.33)$$

On a donc, selon le cas :

$$\text{si } \gamma_1 > \gamma_2 + \gamma_{abs} \quad (4.34)$$

$$(\gamma_1 - \gamma_2 - \gamma_{abs}) = \sqrt{R}(\gamma_1 + \gamma_2 + \gamma_{abs}) \quad (4.35)$$

$$\gamma_1 = \frac{(\gamma_2 + \gamma_{abs})(-1 - \sqrt{R})}{\sqrt{R} - 1} \quad (4.36)$$

$$\gamma_1 = \frac{P_i(1 + \sqrt{R})^2}{2W} \quad (4.37)$$

$$\text{si } \gamma_1 < \gamma_2 + \gamma_{abs} \quad (4.38)$$

$$(-\gamma_1 + \gamma_2 + \gamma_{abs}) = \sqrt{R}(\gamma_1 + \gamma_2 + \gamma_{abs}) \quad (4.39)$$

$$\gamma_1 = \frac{(\gamma_2 + \gamma_{abs})(1 - \sqrt{R})}{\sqrt{R} + 1} \quad (4.40)$$

$$\gamma_1 = \frac{P_i(1 - \sqrt{R})^2}{2W} \quad (4.41)$$

On considère le cas sans absorption. Le système possède une symétrie miroir avec le plan $z = \frac{h}{2}$. De plus, le mode TE_{10} est pair. Dans ce cas, $\gamma_1 = \gamma_2$ ([Suh2004], section I.C) : les deux ports, bien que physiquement séparés, sont corrélés et on peut les considérer comme identiques. Comme $\gamma_{abs} = 0$, toute l'énergie incidente est transmise à la résonance et on obtient $P_t = P_i$. On a alors :

$$\gamma_1 = \gamma_2 = \frac{P_i}{2W} \quad (4.42)$$

ce qui revient à

$$\gamma_{rad} = \frac{P_i}{W} \quad (4.43)$$

C'est l'équation que l'on va utiliser par la suite.

Dans le cas symétrique avec une absorption très faible, on considère que l'on peut se ramener au cas sans absorption pour le calcul de γ_1 et γ_2 . Cette approximation sera valide pour $\gamma_{abs} \ll \gamma_{rad}$.

Nous avons trouvé au chapitre 3 des expressions analytiques pour la puissance absorbée P_{abs} et l'énergie du résonateur W dans le cas d'un réseau de fentes emplies de diélectrique dans une couche métallique :

$$P_{abs} = \frac{1}{2\sigma\delta} \frac{4(2b+a)h}{\mu^2 c^2 k_0^2 b^2 Re(F)^2} \quad (4.44)$$

$$W = \frac{ah(a^2 k_0^2 n_d^2 + \pi^2)}{\pi^2 b \mu c^2 k_0^2 Re(F)^2} \quad (4.45a)$$

$$\text{avec } Re(F) = \frac{4a^2 n_0}{\pi^2 d^2} \quad (4.45b)$$

On remplace P_{abs} et W par ces expressions dans les relations 4.43 et 4.29 pour obtenir les expressions suivantes des taux de pertes :

$$\gamma_{rad} = \frac{8n_0^3 c a^3 b k_0^2}{\pi^2 h d^2 (a^2 k_0^2 n_d^2 + \pi^2)} \quad (4.46)$$

$$\gamma_{abs} = \frac{\pi^2 (2b+a)}{\delta \sigma \mu a b (a^2 k_0^2 n_d^2 + \pi^2)} \quad (4.47)$$

Les notations sont celles du chapitre 3 : a est la longueur de la fente, b est sa largeur, h est l'épaisseur de métal, k_0 est le vecteur d'onde incident, n_0 est l'indice optique du milieu incident, n_d est l'indice optique du diélectrique dans la fente, d est la période du réseau, δ est l'épaisseur de peau du métal, σ est la conductivité d.c. du métal, c est la célérité de la lumière et μ est la perméabilité magnétique du matériau, égale à celle du vide. On prendra $n_0 = 1$. Ces expressions sont valides pour b et $h \ll \lambda_0$ avec λ_0 la longueur d'onde de résonance.

On utilise pour la longueur d'onde de résonance l'approximation discutée au chapitre 3 :

$$\lambda_0 = 2n_{eff}a \quad (4.48)$$

avec un indice effectif

$$n_{eff} = \sqrt{\frac{n_d^2 + 1}{2}} \quad (4.49)$$

Cela correspond à une résonance d'antenne pour la fente rectangulaire. L'indice effectif permet de tenir compte de la différence d'indice entre le diélectrique à l'intérieur de la cavité et le milieu extérieur.

En utilisant l'expression 4.48 dans les équations 4.46 et 4.47, on obtient les formules suivantes pour les taux de pertes :

$$\gamma_{rad} = \frac{8cn_0^3}{2\pi^2 n_{eff}^2} \frac{ab}{hd^2} \quad (4.50a)$$

$$\gamma_{abs} = \frac{1}{3\delta\sigma\mu} \frac{(2b+a)}{ab} \quad (4.50b)$$

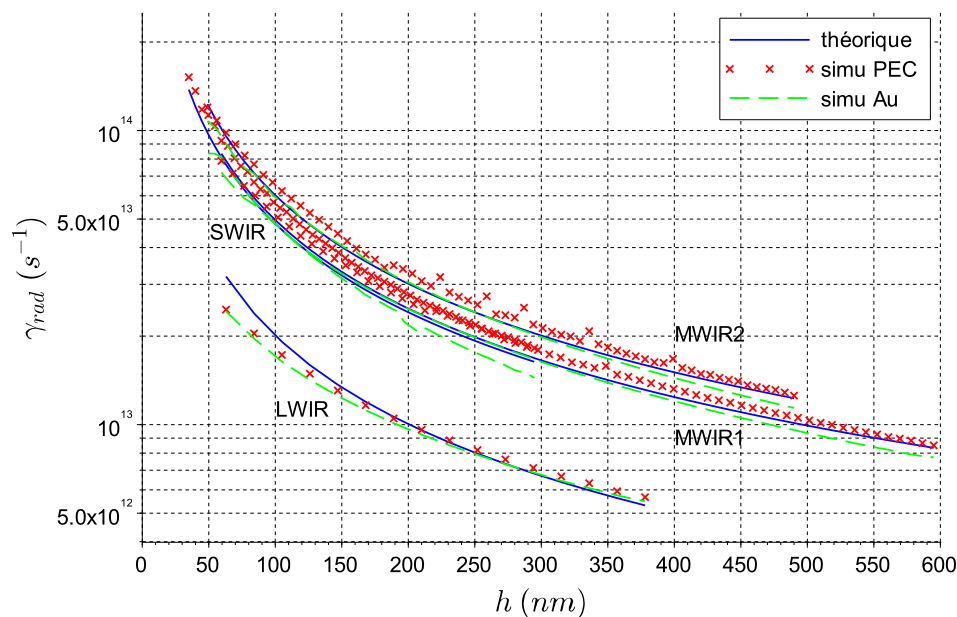
Elles permettent de comprendre la dépendance aux paramètres géométriques (a , b , h , d) et matériaux (n_0 , n_{eff} , σ , δ) des filtres. Le taux de pertes radiatives est proportionnel au facteur géométrique $\frac{ab}{hd^2}$. Le taux de pertes par absorption γ_{abs} dépend non seulement des propriétés du métal utilisé avec le facteur $\frac{1}{\sigma\delta}$ mais également d'un facteur géométrique en $\frac{(2b+a)}{ab}$. Il ne dépend pas directement de la hauteur de métal h . Nous allons à présent les comparer avec des résultats issus de simulation FDTD.

4.3 Comparaison avec la simulation

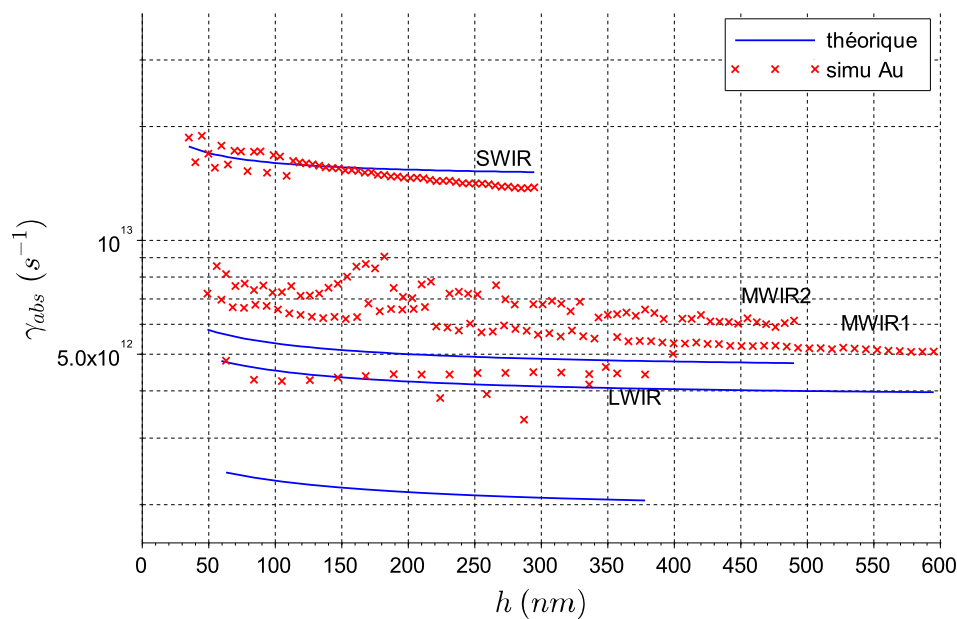
Dans cette section, on extrait les taux de pertes γ_{rad} et γ_{abs} à partir des spectres de transmission et de réflexion simulés en FDTD. Pour cela, on utilise les relations 4.12 et 4.13 pour ajuster les courbes en transmission et réflexion résultant de la simulation. L'ajustement a été fait grâce à la méthode des moindres carrés, en considérant de façon simultanée la transmission et la réflexion afin d'améliorer la précision (cf annexe C). La fréquence de résonance est extraite des données de simulation. Les simulations ont été effectuées avec deux types de métal : un métal parfait (PEC) et un métal réel (Au). Le métal parfait permet de vérifier l'expression du taux de pertes radiatives γ_{rad} . Le métal réel permet de comparer les taux de pertes par absorption γ_{abs} et de vérifier que les taux de pertes radiatives restent approximativement identiques entre la simulation en métal parfait et la simulation en métal réel.

Nous nous intéressons tout d'abord à l'évolution des taux de pertes selon la hauteur de métal h , pour quatre géométries différentes. Les longueurs d'onde de résonance sont choisies pour se situer dans différentes gammes de longueurs d'onde : une dans le SWIR ($\lambda=1-3 \mu\text{m}$), deux dans le MWIR ($\lambda=3-5 \mu\text{m}$) et une dans le LWIR ($\lambda=8-12 \mu\text{m}$). Les paramètres géométriques utilisés se trouvent dans la table 4.1. Les paramètres de simulation peuvent être retrouvés dans l'annexe A.

Les spectres en transmission et en réflexion issus de la simulation FDTD ainsi que ceux issus de l'ajustement des courbes peuvent être consultés en annexe C. La figure 4.2 compare les taux de pertes radiatives et par absorption issus de la simulation et les taux de pertes approximés du modèle analytique donnés par les expressions 4.50. L'échelle est logarithmique.



(a)



(b)

FIGURE 4.2 – Les taux de pertes obtenus analytiquement et en simulation pour différentes longueurs de fente a correspondant à des résonances dans différentes gammes de longueur d’onde (paramètres géométriques de la table 4.1). Les courbes sont définies sur des gammes d’épaisseur métalliques différentes, ce qui permet de les repérer. (a) Taux de pertes radiatives γ_{rad} . Pour chaque set de simulations, les taux de pertes théoriques (expression 4.50a, en traits pleins) sont comparés aux taux de pertes extraits des simulations en métal parfait (tireté) et en métal réel (croix). (b) Taux de pertes par absorption dans le métal γ_{abs} . Pour chaque set de simulations, les taux de pertes théoriques (expression 4.50b, en traits pleins) sont comparés aux taux de pertes extraits des simulations en métal réel (croix).

domaine	SWIR	MWIR1	MWIR2	LWIR
h (nm)	[35 :5 :300]	[59,5 :8,5 :595]	[49 :7 :490]	[63 :21 :1470]
a (nm)	350	850	700	2100
b (nm)	100	250	250	250
ndiel	3	3	3	3
d (nm)	1,2a	1,2a	1,2a	1,2a

TABLE 4.1 – Paramètres géométriques pour les quatre sets de simulations faisant varier h .

Simulations	SWIR	MWIR1	MWIR2	LWIR
$\frac{ab}{d^2}$	0,24	0,25	0,30	0,10

TABLE 4.2 – Valeur du coefficient $\frac{ab}{d^2}$ pour les différentes simulations de la table 4.1.

Considérons tout d’abord les taux de pertes radiatives issus des simulations en métal parfait (croix) et en métal réel (tireté). Ils sont effectivement très proches. Cela valide notre choix de calculer les taux de pertes radiatives dans un cas où le métal est parfait. Les taux de pertes radiatives du modèle analytiques sont proches de ceux obtenus en simulation : non seulement ils ont le même ordre de grandeur, mais ils ont quasiment la même valeur. Étant donné les approximations utilisées pour le calcul, c’est un résultat remarquable. Ils évoluent de façon décroissante avec h . Pour calculer les taux de pertes radiatives analytiques, nous avons utilisé la puissance incidente P_i , qui est la même dans le modèle et dans la simulation, et l’énergie dans la fente W . Nous avons considéré que l’énergie dans la fente est approximativement égale à l’énergie du mode TE_{10} . Il est probable qu’en réalité, elle déborde de la fente. Les bons résultats obtenus pour la comparaison entre le modèle et la simulation prouvent que notre approximation est suffisante.

Les taux de pertes radiatives pour les différentes gammes de longueurs d’onde sont à différents niveaux. Ceux du LWIR sont nettement plus bas que les autres, ceux du SWIR et du MWIR1 sont au même niveau, puis viennent ceux du MWIR2. Nous constatons donc que la valeur des taux de pertes radiatives ne sont pas classés suivant la longueur d’onde de résonance (c’est-à-dire dans l’ordre SWIR, MWIR2, MWIR1 et LWIR). Cela s’explique de façon simple en regardant l’expression du taux de pertes radiatives, cf équation 4.50a. Celui-ci est proportionnel au facteur géométrique $\frac{ab}{hd^2}$. Pour une hauteur de métal h constante, il varie comme $\frac{ab}{d^2}$. On peut donc avoir la même valeur du taux de pertes radiatives à des longueurs d’onde différentes : il suffit de conserver les proportions pour le choix de b et d . Dans nos simulations, nous avons bien conservé les proportions pour la période d (qui vaut $1,2a$ dans tous les cas) mais pas pour la largeur de fente b . La table 4.2 donne la valeur du facteur $\frac{ab}{d^2}$ pour les quatre sets de simulations. On retrouve bien l’ordre dans lequel apparaissent les différentes courbes sur la figure 4.2a, ainsi que le fait que les courbes de γ_{rad} pour les cas SWIR et MWIR1 sont très proches.

Observons à présent la figure 4.2b. Pour le calcul analytique des taux de pertes par absorption, nous avons utilisé la conductivité d.c. pour l’or, $\sigma=4.55 \times 10^7 \text{ S m}^{-1}$ et l’épaisseur de peau δ de [Jackson2001] adaptée à la formule de la puissance absorbée que nous avons utilisée (cf chapitre 3) avec

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\mu\omega_0\sigma}} \quad (4.51)$$

Ce sont ces valeurs pour les paramètres du métal qui donnent le résultat le plus proche de

la simulation. L'expression des taux de pertes 4.50b ne dépend pas directement de la hauteur de métal h . Si les taux de pertes analytiques de la figure 4.2b sont décroissants avec h , c'est parce que la fréquence ω_0 dans l'expression de l'épaisseur de peau (équation 4.51) varie avec la hauteur de métal. Nous avons en effet pris, pour le calcul de δ , la fréquence ω_0 obtenue en simulation et non une approximation.

Les taux de pertes par absorption approchés (traits pleins) sont du même ordre de grandeur que ceux issus de la simulation. Cependant, si ceux de la gamme SWIR sont au même niveau, ceux des gammes MWIR2, MWIR1 et LWIR sont nettement en-dessous (jusqu'à la moitié pour la gamme LWIR). Les approximations faites pour obtenir l'expression 4.50 permettent d'obtenir le bon ordre de grandeur et le bon ordre pour les différentes gammes de longueur d'onde : plus la longueur d'onde de résonance est élevée et plus les taux de pertes par absorption sont faibles. Cependant, le modèle tient uniquement compte des pertes par absorption sur les parois de la fente, et non de celles qui peuvent avoir lieu sur la surface métallique. Il est possible que les pertes métalliques sur la surface deviennent non négligeables aux plus grandes longueurs d'onde, lorsque le métal est très peu absorbant. Pour en tenir compte dans l'expression du taux de pertes par absorption, il faudrait dans cette hypothèse ajouter une composante dépendant de $\frac{d}{a}$. Dans les simulations présentées ici, comme le rapport $\frac{d}{a}$ est constant, il suffirait d'ajouter une composante constante aux taux de pertes par absorption. La figure 4.3 présente la comparaison entre la simulation et le modèle dans le cas où

$$\gamma_{abs} = \frac{1}{3\delta\sigma\mu} \frac{(2b+a)}{ab} + f\left(\frac{d}{a}\right) \quad (4.52)$$

avec $f\left(\frac{d}{a}\right) = 2 \times 10^{12} \text{ s}^{-1}$, qui est une valeur choisie à partir des courbes de la figure 4.2b. On constate que les taux de pertes par absorption analytiques sont plus proches des taux de pertes par absorption simulés avec cette hypothèse. Une étude complémentaire serait nécessaire pour varier $\frac{d}{a}$ sur différentes gammes de longueur d'onde.

On vérifie également que les taux de pertes par absorption sont inférieurs aux taux de pertes radiatives. Pour la gamme MWIR (courbes MWIR1 et MWIR2) par exemple, en considérant une hauteur de métal autour de 200 nm, on a $\gamma_{rad} \approx 3 \times 10^{13} \text{ s}^{-1}$ et $\gamma_{abs} \approx 7 \times 10^{12} \text{ s}^{-1}$ (voir figure 4.2), et on pourra considérer que $\gamma_{abs} \ll \gamma_{rad}$.

Les simulations précédentes ont fait varier la hauteur de métal h . On souhaite maintenant vérifier que les taux de pertes analytiques évoluent correctement avec la largeur de fente b et la période d . Les taux de pertes par absorption analytiques sont calculés grâce à l'expression 4.50b. La figure 4.4 montre l'évolution des taux de pertes dans le cas d'une fente de taille $a=850$ nm, $h=150$ nm, $d=1,2a$ et b variable.

On constate que les taux de pertes analytiques et les taux de pertes simulés évoluent bien de la même façon en fonction de la largeur de la fente b .

Les quantités qui vont nous intéresser plus particulièrement sont le rapport entre les taux de pertes, qui intervient dans la transmission à la résonance (cf équation 4.19), et leur somme, qui intervient dans la largeur à mi-hauteur (cf équation 4.20). La figure 4.5 compare le rapport et la somme entre les taux de pertes analytiques et obtenus en simulation de la figure 4.4. Ils ont bien le même ordre de grandeur et évoluent de la même façon.

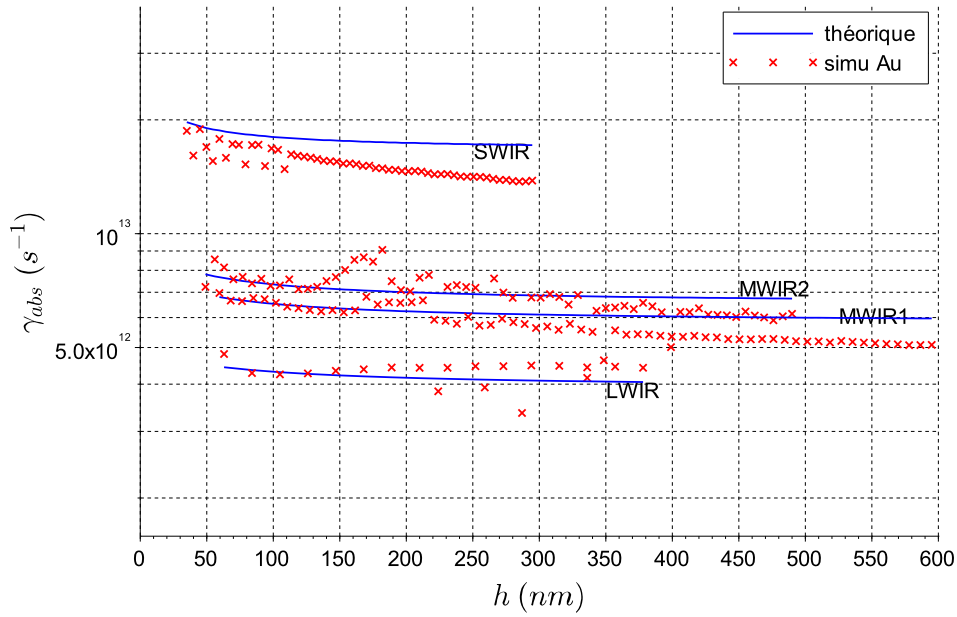


FIGURE 4.3 – Comparaison entre les taux de pertes par absorption issus des simulations de la table 4.1 (croix) et les taux de pertes par absorption de l'expression 4.52 (traits pleins).

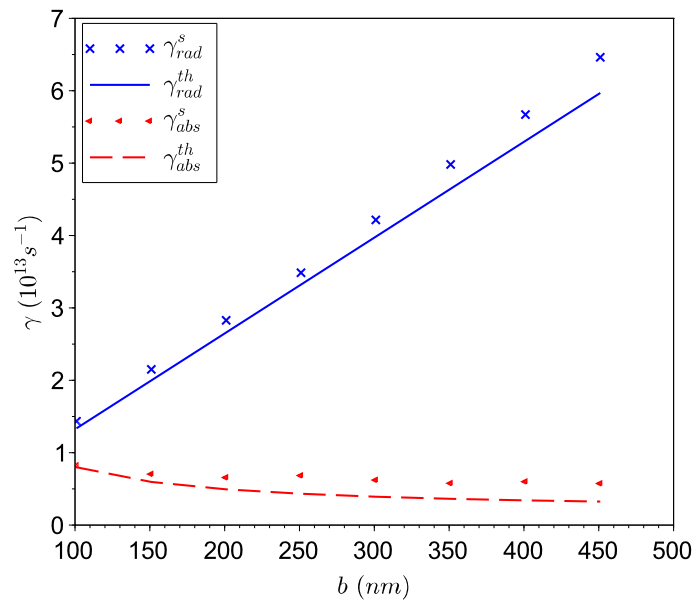


FIGURE 4.4 – Comparaison des taux de pertes radiatives et par absorption calculés avec le modèle et obtenus en simulation pour une largeur de fente b variable. $a=850$ nm, $h=150$ nm, $d=1,2a$.

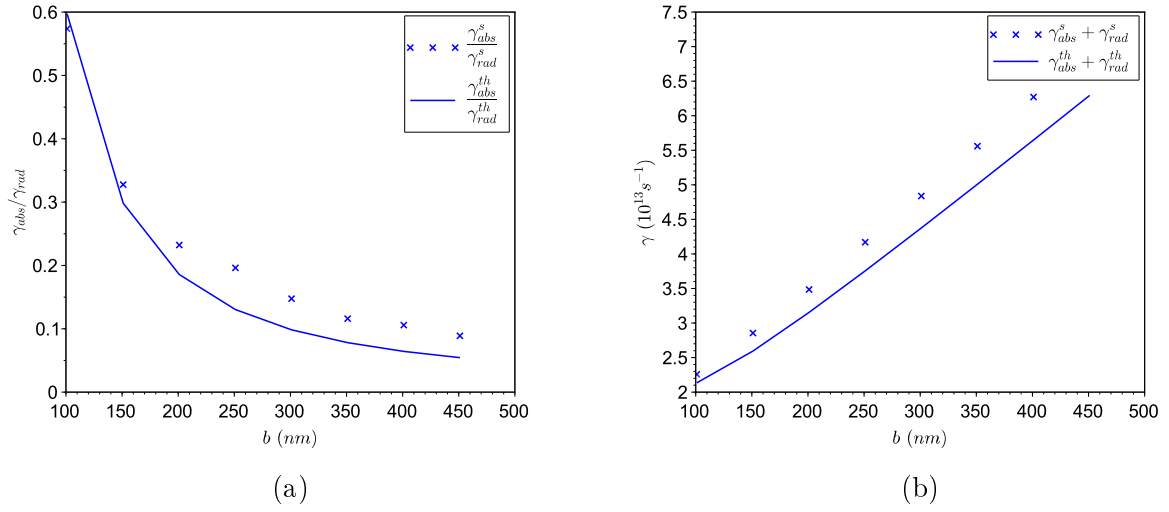


FIGURE 4.5 – Comparaison entre le modèle et la simulation pour (a) le rapport et (b) la somme des taux de pertes pour une largeur de fente b variable. $a=850$ nm, $h=150$ nm, $d=1,2a$.

Ensuite, on fait varier la période d . Les simulations sont faites avec $a=850$ nm, $b=250$ nm et $h=150$ nm. La figure 4.6 compare les taux de pertes analytiques et issus de la simulation. Les deux ont le même ordre de grandeur. La figure 4.7b compare le rapport des taux de pertes et leur somme dans ce cas de figure. L'évolution et l'ordre de grandeur de ces quantités en fonction de la période sont bien les mêmes.

À présent que nous avons vérifié la correspondance entre les expressions analytiques que nous avons trouvées pour les taux de pertes et la simulation, nous pouvons nous servir de ce modèle pour discuter davantage la physique des surfaces sélectives en fréquence.

4.4 Utilisation du modèle

Nous pouvons utiliser ce modèle pour mettre en évidence le compromis existant entre transmission et largeur à mi-hauteur (c'est-à-dire la sélectivité du filtre). Imaginons que l'on impose la contrainte suivante sur la conception des filtres : ils doivent tous avoir la même largeur à mi-hauteur. Que se passe-t-il pour la transmission lorsqu'on fait varier la longueur d'onde ? On utilise les expressions 4.50 pour les taux de pertes. La largeur à mi-hauteur en longueur d'onde $\Delta\lambda$ est reliée à la largeur à mi-hauteur en fréquence Δf par l'équation 4.53. Cette approximation est valable car $\Delta f^2 \ll f_0$ avec $f_0 = \frac{c}{\lambda_0}$ la fréquence de résonance.

$$\Delta\lambda \approx \frac{c\Delta f}{f_0^2} \quad (4.53)$$

Comme $\Delta\omega \approx 2\gamma_{rad}$ et $\Delta f = \frac{\Delta\omega}{2\pi}$, on en déduit :

$$\Delta\lambda \approx \frac{\lambda_0^2 \gamma_{rad}}{\pi c} \quad (4.54)$$

La transmission à la résonance est donnée par l'équation 4.19. On impose un empilement identique avec $h=200$ nm. Le métal utilisé est de l'or, avec les paramètres suivants pour le modèle de Drude : $\omega_p = \frac{5,5}{h}$ et $\tau = 1.4 \times 10^{-14} \text{ s}^{-1}$ [Olmon2012]. Comme la longueur d'onde de résonance est fixée avec a (cf équation 4.48), on peut modifier les paramètres b et d pour changer la forme de la résonance. Ils s'expriment en fonction des autres paramètres selon la relation

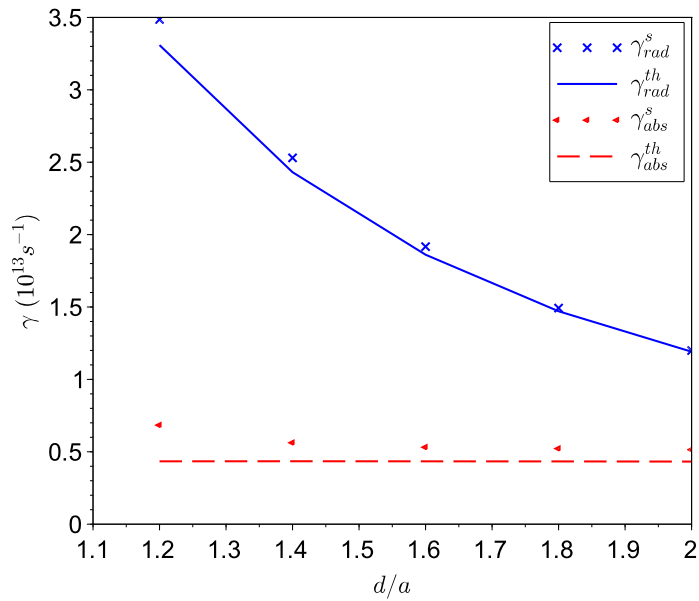


FIGURE 4.6 – Comparaison des taux de pertes radiatives et par absorption calculés avec le modèle et obtenus en simulation pour une période d variable. $a=850$ nm, $h=150$ nm, $b=250$ nm.

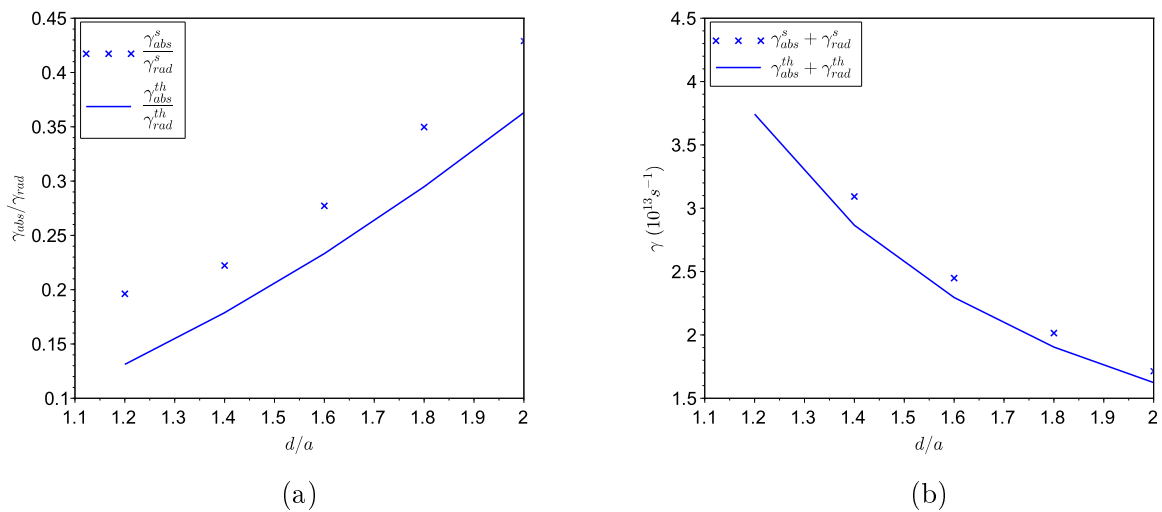


FIGURE 4.7 – Comparaison entre le modèle et la simulation pour (a) le rapport et (b) la somme des taux de pertes pour une période d variable. $a=850$ nm, $h=150$ nm, $b=250$ nm.

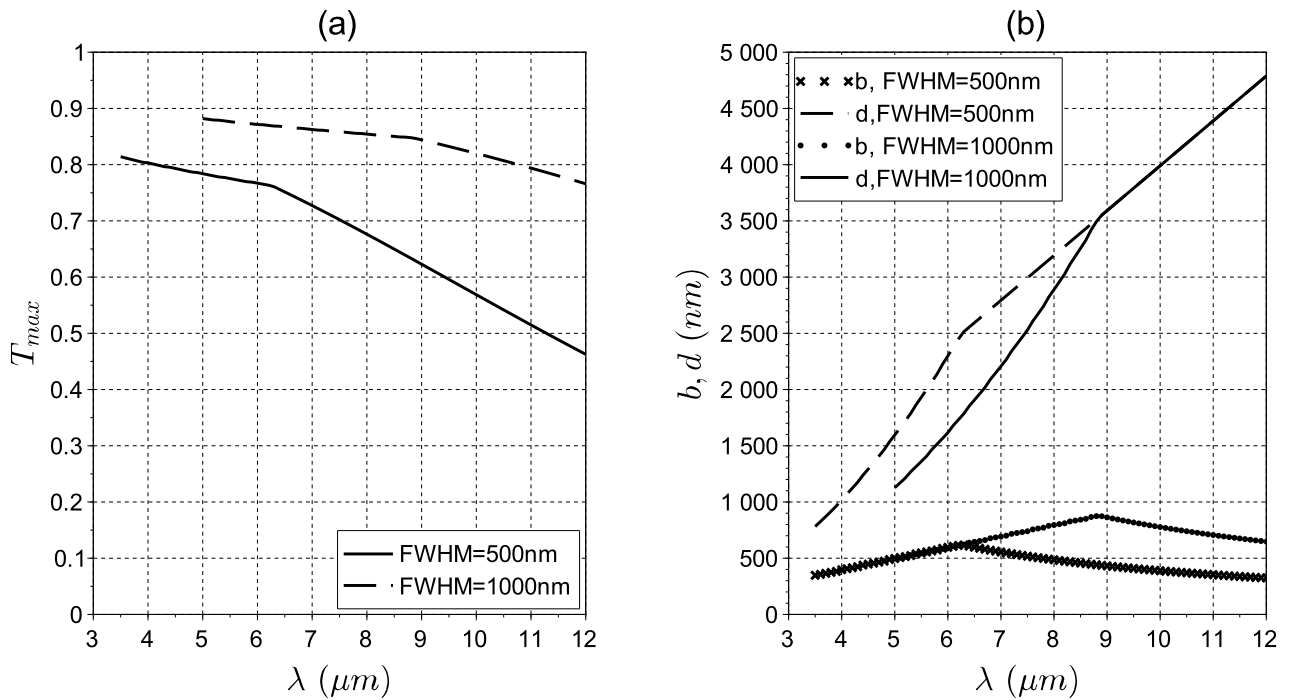


FIGURE 4.8 – (a) La transmission à la résonance obtenue pour différentes longueurs d’onde de résonance en fixant la largeur à mi-hauteur. (b) La valeur des paramètres b et d correspondant à ces transmissions.

$$\frac{b}{d^2} = \frac{\pi^3 h \Delta \lambda}{16 a^3} \quad (4.55)$$

La figure 4.8 donne la transmission maximale selon le modèle en fonction de la longueur d’onde de résonance pour deux largeurs à mi-hauteur $\Delta \lambda$ différentes : $\Delta \lambda = 500$ nm et $\Delta \lambda = 1000$ nm. On s’aperçoit que la transmission maximale diminue fortement pour les plus grandes longueurs d’onde, et ce alors même que le métal y est moins absorbant. Il est donc plus intéressant de relâcher la contrainte sur la largeur à mi-hauteur pour obtenir de bonnes transmissions. C’est une information très utile pour la conception de filtres.

La faible valeur de la transmission pour les plus grandes longueurs d’onde sur la figure 4.8 est liée au facteur de qualité Q du filtre, dont la définition est donnée à l’équation 4.56 avec f_0 la fréquence de résonance et Δf la largeur à mi-hauteur de la résonance.

$$Q = \frac{f_0}{\Delta f} \quad (4.56)$$

À $\lambda = 10$ μm , une largeur à mi-hauteur de 500 nm donne un facteur de qualité de 20 et une largeur à mi-hauteur de 1000 nm donne un facteur de qualité de 10. Or l’ordre de grandeur du facteur de qualité pour les surfaces sélectives en fréquence est plutôt de quelques unités. Les références suivantes ont obtenu des facteurs de qualité entre 4 et 6 pour des surfaces sélectives en fréquence : [Qiang2005] (SWIR), [Kaufmann2010] (THz), [Sako2008] (VLWIR), [Commandre2015] (LWIR). Il s’agit donc de résonances très peu piquées.

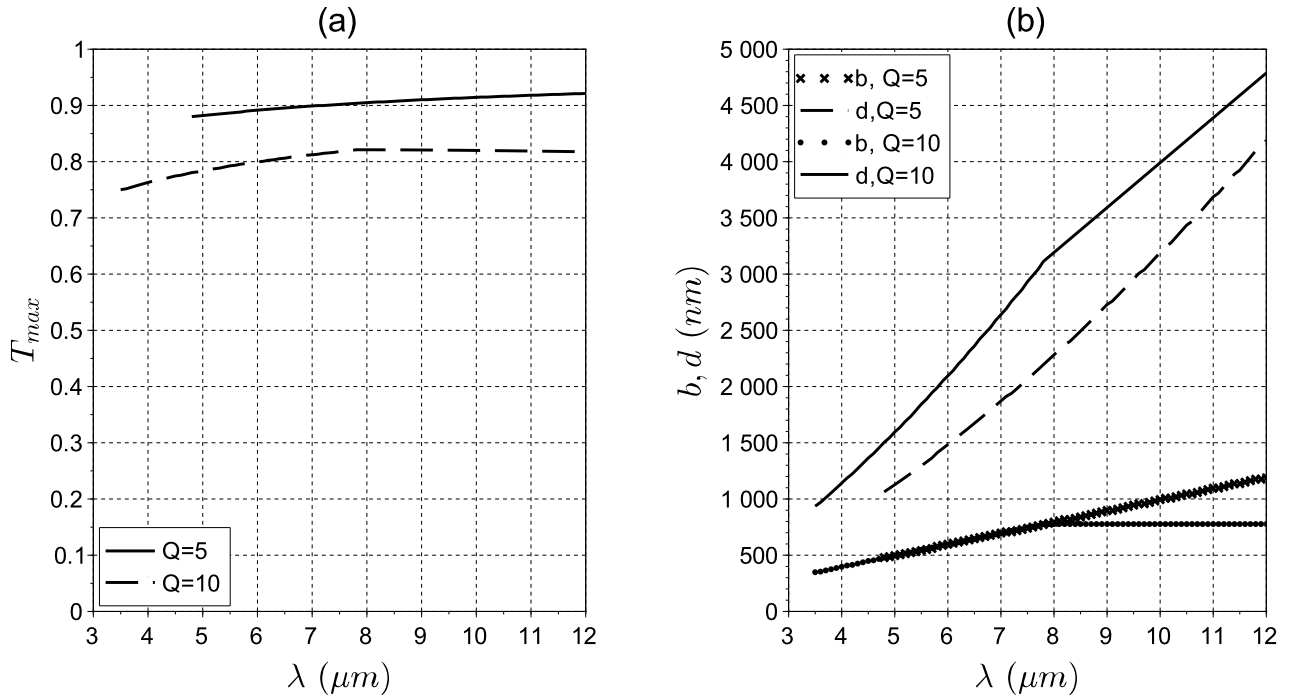


FIGURE 4.9 – (a) La transmission à la résonance obtenue pour différentes longueurs d’onde de résonance en fixant le facteur de qualité du filtre. (b) La valeur des paramètres b et d correspondant à ces transmissions.

On peut donner une expression analytique du facteur de qualité de ces filtres avec notre modèle. Prenons les expressions 4.50 pour les taux de pertes. Si on considère le cas où l’absorption est faible (c’est-à-dire $\gamma_{abs} \ll \gamma_{rad}$), alors $\Delta f \approx 2\gamma_{rad}$. On a également $f_0 \approx \frac{c}{2n_{eff}a}$, d’où le facteur de qualité 4.57.

$$Q \approx \frac{\pi^2 n_{eff} h d^2}{16 a^2 b} \quad (4.57)$$

Si on se place à une longueur d’onde de résonance fixe et un empilement fixe, on peut faire varier le facteur de qualité en modifiant b et d . On reprend la même structure que précédemment, mais au lieu d’imposer la même largeur à mi-hauteur pour les filtres aux différentes longueurs d’onde, on impose le même facteur de qualité. Les résultats sont donnés par la figure 4.9. Il est possible de garder la transmission quasiment constante. Un facteur de qualité de 10 permet de garder une transmission à la résonance de 80%. En réalité, comme on sous-estime les taux de pertes par absorption dans le modèle analytique par rapport à la simulation, la transmission doit être plus faible. Dans le pire des cas que nous avons observé, où les taux de pertes analytiques sont inférieurs de moitié aux taux de pertes simulés (cas LWIR dans la figure 4.2b), si on a une transmission de 80% au départ, doubler le taux de pertes par absorption donne une transmission de 67%.

Les surfaces sélectives en fréquence sont donc adaptées à une utilisation dans l’imagerie infra-rouge lorsque le facteur de qualité souhaité est peu élevé (ordre de grandeur $Q < 10$).

4.5 Conclusion du chapitre

La théorie temporelle des modes couplés nous permet d'étudier de façon générale les surfaces sélectives en fréquence. Nous avons donné une expression analytique des taux de pertes radiatives et par absorption qui caractérisent le système. Nous l'avons comparée à des résultats issus de simulation FDTD. La correspondance entre modèle et simulation est très bonne pour les taux de pertes radiatives. Les taux de pertes par absorption analytiques ont le bon ordre de grandeur par rapport à la simulation, mais leur valeur est plus faible, particulièrement aux grandes longueurs d'onde. Il est probable que cela soit dû à des pertes métalliques sur la surface de la couche de métal, dont le modèle ne tient pas compte puisqu'il considère uniquement les pertes le long des parois de la fente.

Nous avons mis en lumière le compromis existant entre la transmission et la largeur à mi-hauteur et discuté du facteur de qualité de ces résonances, qui est de quelques unités.

Dans ce modèle, la réjection n'est pas un paramètre que l'on peut modifier. C'est celle d'une lorentzienne. Pour améliorer la réjection, il faudrait plusieurs couches de métal superposées ; ce cas n'est pas étudié dans cette thèse.

Dans le chapitre suivant, nous utiliserons la simulation pour étudier des géométries plus complexes et plus proches des contraintes technologiques.

Chapitre 5

Conception de structures prenant en compte les procédés technologiques

Sommaire

5.1	Choix du motif	77
5.2	Filtres sur un substrat	83
5.2.1	Variation des indices optiques du substrat et du superstrat	83
5.2.2	Couche diélectrique intermédiaire entre le filtre et le détecteur	88
5.3	Couches d'accroche et de passivation	90
5.4	Robustesse à l'angle d'incidence	92
5.5	Conclusion du chapitre	94

Dans les chapitres précédents, nous avons étudié une structure simple pour mieux comprendre le mode de fonctionnement des structures sélectives en fréquence dans l'infrarouge. Si l'on veut fabriquer des filtres, il est nécessaire d'étudier des structures plus complexes, prenant en compte un certain nombre de contraintes technologiques. Dans ce chapitre, on va tout d'abord élargir notre étude à d'autres formes de motifs gravés dans le métal et montrer que cela ne change pas fondamentalement les caractéristiques de transmission. Ensuite, nous allons étudier d'autres types d'empilements et en particulier discuter de l'influence d'un substrat. Puis, nous verrons quelle influence a la couche d'accroche nécessaire au dépôt du métal. Enfin, on discutera la robustesse à l'angle d'incidence de ces structures.

5.1 Choix du motif

Jusqu'à présent, nous avons considéré une ouverture rectangulaire. Cette géométrie présente un inconvénient majeur pour les applications d'imagerie infrarouge : elle dépend fortement de la polarisation. En effet, la résonance qui donne la réponse passe-bande est causée par le mode guidé TE_{10} fondamental. Pour exciter ce mode, il faut que le champ électrique soit perpendiculaire à la longueur de la fente. Or, la lumière issue d'une source "corps noir" n'est pas polarisée. Si on se place en incidence normale dans le cas d'une onde se propageant dans la direction z , cela revient à dire que le champ électrique peut avoir toutes les orientations possibles. Pour éviter une perte en transmission, on choisit une forme de motif qui ne dépend pas de la polarisation. Pour cela, on peut disposer deux fentes perpendiculairement l'une à l'autre pour obtenir une croix. D'autres types de motifs indépendants de la polarisation sont possibles, comme les disques et les anneaux. De façon générale, tous les motifs invariants par rotation de $\frac{\pi}{2}$ par rapport à l'axe (Oz) seront

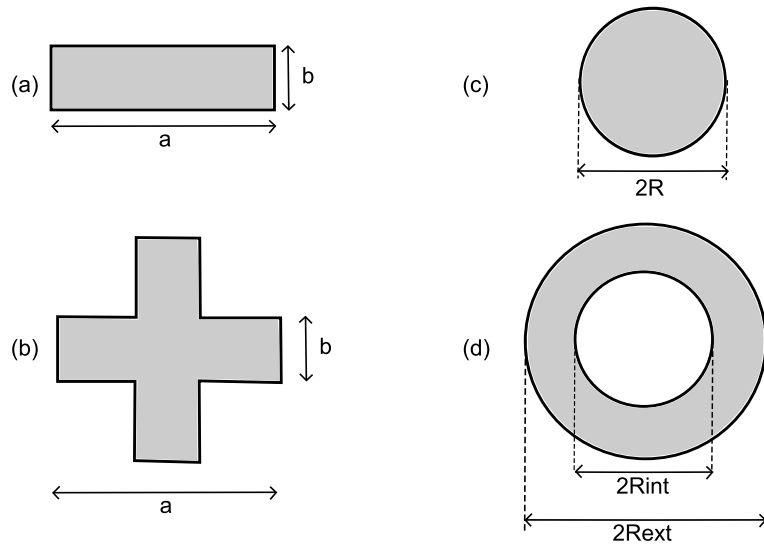


FIGURE 5.1 – Différents motifs utilisables pour des filtres dans l'infrarouge. (a) Fente de longueur a et de largeur b . (b) Croix constituée de deux fentes perpendiculaires de longueur a et de largeur b . (c) Disque de rayon R . (d) Anneau de rayon externe R_{ext} et de rayon interne R_{int} .

insensibles à la polarisation en incidence normale. La figure 5.1 présente les différents motifs que l'on va discuter dans cette section.

Intéressons-nous tout d'abord à la croix. Lorsque le champ électrique est perpendiculaire à l'une des fentes, le mode TE_{10} fondamental est excité dans cette fente. Dans ces conditions, la transmission à travers un réseau de croix doit être très proche de la transmission à travers un réseau de fentes. La longueur d'onde de résonance est approximativement donnée par l'équation 5.1 où n_{eff} dépend de l'indice optique dans la fente et dans les milieux qui entourent la couche métallique et a est la longueur d'une fente.

$$\lambda_r^{croix} = 2n_{eff}a \quad (5.1)$$

Pour comparer la transmission dans le cas d'un réseau de fentes et d'un réseau de croix, on effectue des simulations FDTD dans les deux cas. On considère une couche d'Or d'épaisseur $h=200$ nm suspendue dans l'air. Les motifs, fentes rectangulaires ou croix, sont remplis de diélectrique d'indice $n_d=3$. La période du réseau est $d=1000$ nm. La longueur a des motifs vaut 750 nm et leur largeur b vaut 250 nm.

La figure 5.2 donne le spectre en transmission pour le réseau de fentes et pour le réseau de croix. Les deux courbes ont quasiment la même transmission et la même largeur à mi-hauteur. La longueur d'onde du réseau de croix est décalée vers les courtes longueurs d'onde par rapport au réseau de fentes. Pour comprendre cette différence, on compare le champ électrique à la résonance pour l'un et l'autre (cf figure 5.3). Les figures 5.3a et 5.3c représentent le champ électrique pour un réseau de fentes, que nous avons déjà étudié au chapitre 3. Le mode TE_{10} est bien visible (5.3c) : un seul maximum au centre de la fente. Le champ dans la largeur de la fente varie très peu (5.3a). Dans le cas du réseau de croix, on observe que le champ électrique est concentré dans une des fentes, celle que la polarisation choisie permet d'exciter (cf figure 5.3b). Cependant, la présence de la fente perpendiculaire modifie le champ électrique au centre de la fente, qui devient maximum près des angles. Dans la longueur de la fente, au lieu d'avoir un seul maximum comme dans le cas des fentes, on en a deux (cf figure 5.3d) et le champ est plus faible (maximum à 4,9 contre 6,1

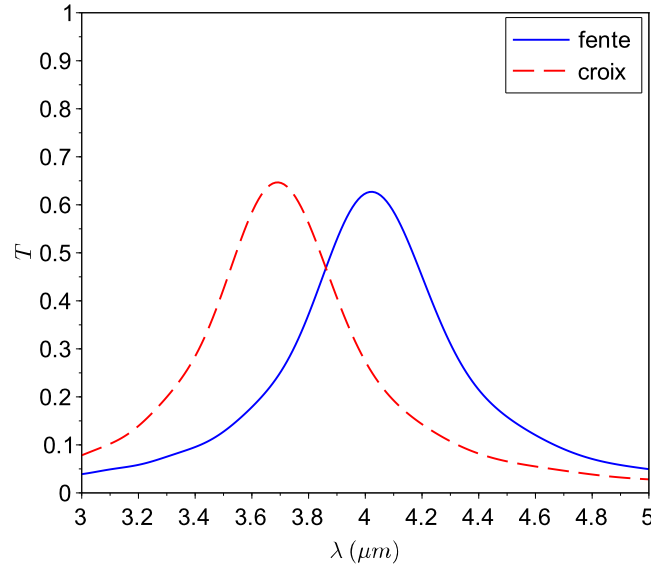


FIGURE 5.2 – Simulation FDTD de la transmission en polarisation TE pour un réseau de fentes (trait plein) et un réseau de croix (tireté) en incidence normale. Le métal est de l’or, d’épaisseur 200 nm. Les motifs sont remplis de diélectrique d’indice optique $n_d=3$, de longueur $a=750$ nm et de largeur $b=250$ nm. La période du réseau est de 1000 nm.

dans le cas des croix). Le mode TE_{10} est perturbé par la présence d’angles près du centre dans le cas des croix, ce qui explique la différence entre les courbes sur la figure 5.2.

Le choix du type de motif fait également intervenir des considérations de fabrication. En effet, certains peuvent s’avérer plus difficiles à fabriquer que d’autres. Par exemple, les croix nécessitent de dessiner des angles droits, qui sortiraient arrondis après lithographie. Cela peut avoir une influence sur la conception [Girard-Desprolet2015]. Les motifs circulaires comme les anneaux et les disques n’ont pas ce problème. Ce seront les plus simples à fabriquer. D’un point de vue physique, ils fonctionnent de la même façon que les fentes ou les croix : la transmission se fait à travers un mode guidé dans l’ouverture. Les différents modes que l’on peut exciter sont étudiés dans l’article [Baida2004] et une réalisation technologique pour les anneaux est présentée dans [Poujet2007] (étude dans le domaine du visible, Ag sur substrat en verre). Dans ce cas, il s’agit du mode guidé TE_{11} , qui est le mode guidé fondamental pour un guide d’onde circulaire. Pour les disques, la longueur d’onde de résonance est proche de la longueur d’onde de coupure du mode guidé TE_{11} , donnée par l’équation 5.2 où 1,84 est le premier zéro de la dérivée de la fonction de Bessel de première espèce et d’ordre 1 (J'_1 , voir par exemple le livre [Hunter2001] p.214) et n_{eff} un indice effectif qui dépend de l’indice optique dans la fente et dans les milieux qui entourent la couche métallique.

$$\lambda_r^{disque} \approx \frac{2\pi n_{eff} R}{1.84} \quad (5.2)$$

Pour les anneaux, la longueur d’onde de résonance est approximativement celle de la longueur d’onde de coupure du mode guidé TE_{11} . Elle est proportionnelle au périmètre médian. Elle est donnée par la formule 5.3.

$$\lambda_r^{anneau} \approx n_{eff} \pi (R_{ext} + R_{int}) \quad (5.3)$$

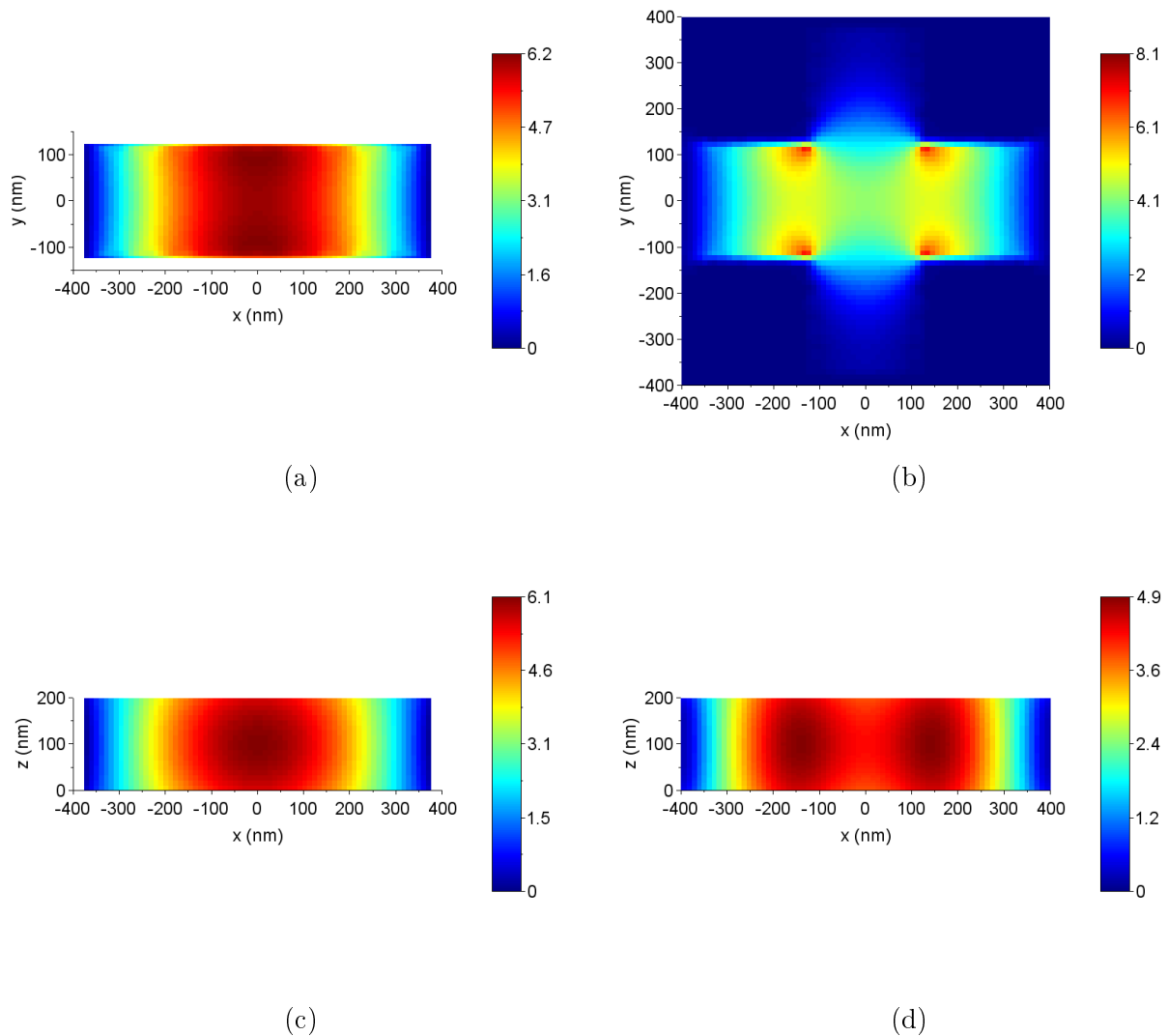


FIGURE 5.3 – Module du champ électrique $|E_y|$ simulé en FDTD et en polarisation TE à la résonance pour les structures de la figure 5.2. Les échelles diffèrent d’une figure à l’autre. (a) Coupe au milieu de la couche métallique $z = \frac{h}{2}$ pour le réseau de fentes. (b) Idem pour le réseau de croix. (c) Coupe dans la longueur de la fente $y = 0$ pour le réseau de fentes. (d) Idem pour le réseau de croix.

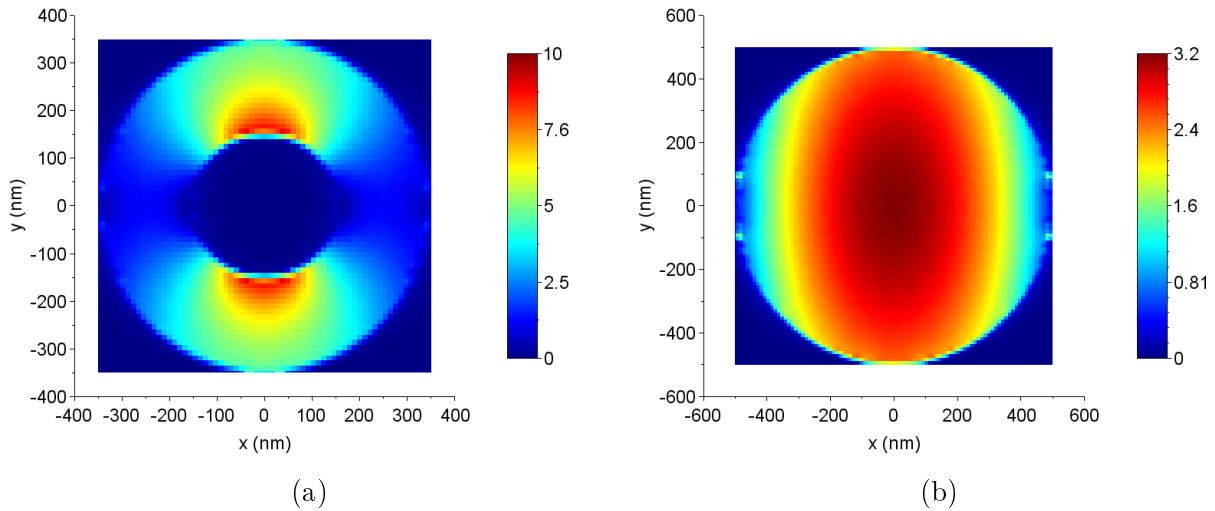


FIGURE 5.4 – Module du champ électrique $|E_y|$ à la résonance, simulé en FDTD en incidence normale pour un champ électrique orienté dans la direction y , pour un réseau d’anneaux et un réseau de disques. Les échelles diffèrent d’une figure à l’autre. (a) Coupe au milieu de la couche métallique $z=\frac{h}{2}$ pour le réseau d’anneaux. (b) Idem pour le réseau de disques.

D’autres types de motifs sont possibles et fonctionnent de la même façon, avec un mode guidé qui se propage dans les ouvertures métalliques. Par exemple, le cas des modes guidés se propageant dans des ouvertures coaxiales carrées est étudié dans l’article [Moreau2003], [Labeke2006], [Commandre2015]. On peut aussi chercher à exciter d’autres modes guidés comme le mode transverse électromagnétique TEM dans des anneaux (guides d’onde coaxiaux), qui n’a pas de longueur d’onde de coupure mais qui n’est pas excité en incidence normale. Pour s’affranchir de cette contrainte, on peut incliner les guides d’onde coaxiaux. Il existera alors une résonance TEM en incidence normale [Nosal2009], [Alaridhee2015] (domaine micro-ondes et THz). Ce type de structure a été fabriqué dans le visible-proche infrarouge (article [Ndao2013]). Le mode TEM est excité à $\lambda=950$ nm. La transmission mesurée (20%) est plus faible que la transmission simulée en FDTD (40%), à cause de difficultés de fabrication. Même en simulation, la transmission du mode TEM est plus faible que celle du mode TE_{11} car les pertes métalliques sont plus importantes. On ne cherchera donc pas à exciter ce mode ici.

On effectue des simulations FDTD pour comparer le champ électrique pour des réseaux de disques et d’anneaux. La structure est une couche d’Au de 200 nm d’épaisseur suspendue dans l’air. On envoie sur cette structure une onde plane en incidence normale. Les motifs sont remplis d’un diélectrique d’indice optique 3. On choisit les paramètres géométriques pour obtenir une résonance autour de $\lambda=4$ μm . Les anneaux sont de rayon externe $R_{ext}=350$ nm et $R_{int}=150$ nm et de période $d=1000$ nm. Les disques sont de rayon $R=500$ nm et de période $d=1400$ nm.

La figure 5.4 donne le module du champ électrique en incidence normale, \vec{E} étant orienté selon y . La figure 5.5 donne le spectre en transmission pour les différents motifs (croix, anneau, disque). Les dimensions choisies sont telles que les trois types de motifs résonnent à des longueurs d’onde proches les unes des autres avec des largeurs à mi-hauteur similaires. Pour diminuer la largeur à mi-hauteur du filtre avec les disques, il faut augmenter la période. La figure 5.6 compare le spectre en transmission d’un réseau de disques de période $d=1400$ nm dont le champ est donné à la figure 5.4 et d’un réseau de disques de période $d=2000$ nm.

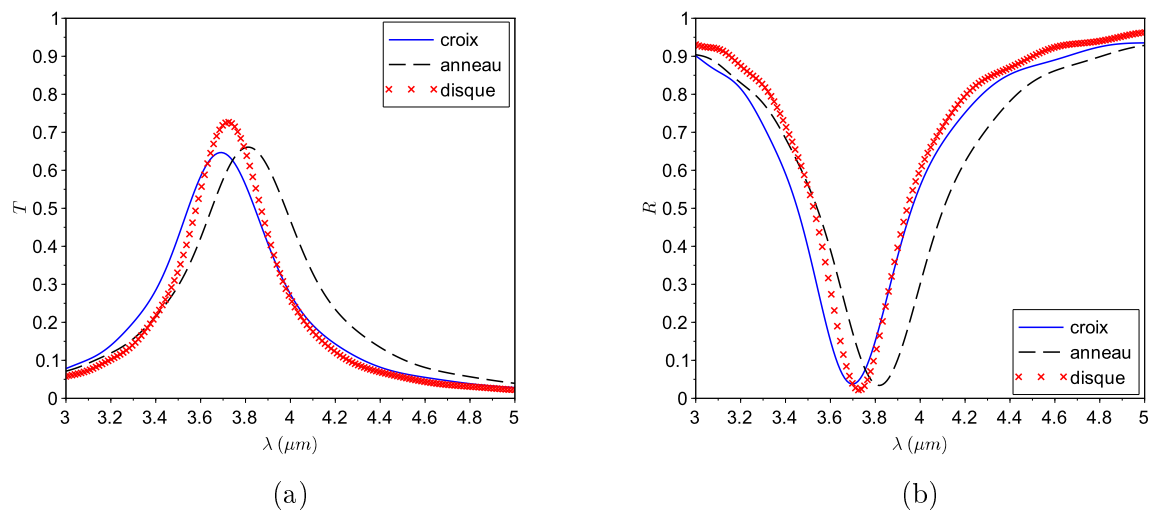


FIGURE 5.5 – Spectres simulés en FDTD pour une couche d’Au de 200 nm d’épaisseur et des motifs remplis d’un diélectrique d’indice 3 pour différents types de motifs : des anneaux avec $R_{ext}=350$ nm, $R_{int}=150$ nm et $d=1000$ nm, des disques avec $R=500$ nm et $d=2000$ nm et des croix avec $a=750$ nm, $b=250$ nm et $d=1000$ nm. (a) Spectres en transmission. (b) Spectres en réflexion.

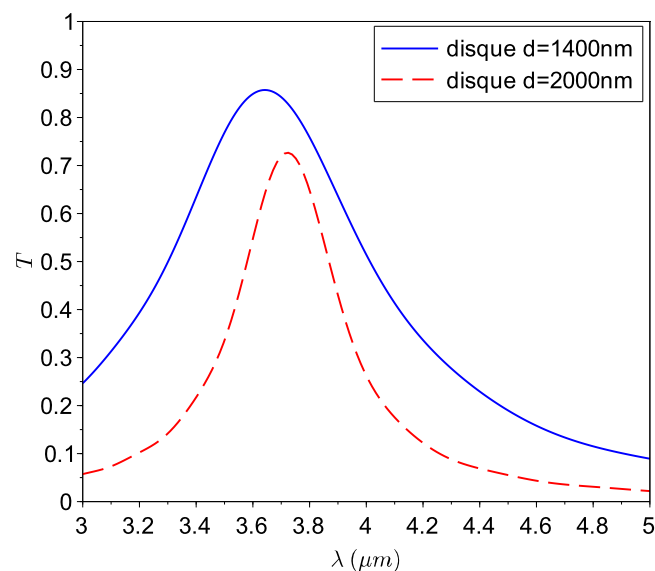


FIGURE 5.6 – Spectres simulés en FDTD pour un réseau de disques de rayon $R=500$ nm et d’indice optique $n_d=3$ dans une couche métallique d’Au d’épaisseur $h=200$ nm. La période d est 1400 nm (trait plein) ou 2000 nm (tireté).

La principale différence entre les anneaux et les disques concerne le nombre de paramètres géométriques sur lesquels on peut jouer. Les anneaux sont définis avec deux paramètres (le rayon externe et le rayon interne), alors que les disques ne sont définis qu'avec un seul paramètre, leur rayon. Il est possible de diminuer la largeur à mi-hauteur du spectre en transmission des anneaux en diminuant leur ouverture $R_{ext} - R_{in}$, tout comme il est possible de le faire pour les croix en diminuant leur largeur b . Pour tous les types de motifs, augmenter la période diminue la largeur à mi-hauteur.

À longueur d'onde λ_r égale, les motifs en anneaux sont plus petits. En effet, leur diamètre est approximativement égal à $\frac{2}{\pi}a$, avec a la longueur des fentes formant les croix. Cela permet de réduire la période et de placer davantage d'anneaux que de croix sur une même surface. Un autre avantage de la réduction de la période est l'éloignement des modes de diffraction qui risquent de perturber la résonance. Ces modes de diffraction sont des ondes de surface qui apparaissent à des longueurs d'onde fonctions de la période du réseau et de l'indice optique du substrat ou du superstrat. Ils sont discutés au paragraphe suivant.

5.2 Filtres sur un substrat

5.2.1 Variation des indices optiques du substrat et du superstrat

Jusqu'à présent, nous avons considéré le cas d'un diélectrique ayant un fort indice optique dans la fente ($n_d=3$ dans les simulations), entouré d'un diélectrique faible indice dans le substrat et le superstrat (de l'air). Dans la réalité, la couche métallique n'est pas suspendue dans l'air mais se trouve sur un substrat. Dans cette partie, on évalue l'effet de la modification des indices optiques des différents diélectriques. La structure est un réseau de fentes. La lumière est incidente dans le substrat d'indice n_1 , traverse le filtre métallique composé d'une couche de métal et de motifs remplis d'un diélectrique d'indice n_2 , et est transmise dans le superstrat d'indice n_3 (cf figure 5.7). Le métal est considéré comme parfait : dans un premier temps, on ne s'intéressera pas à l'absorption métallique. Si les indices du substrat et du superstrat sont différents ($n_1 \neq n_3$), les taux de pertes radiatives γ_1 et γ_2 étudiés au chapitre 4 seront différents. Même si le métal est parfait, la transmission ne sera pas égale à 1 à la résonance.

On simule en FDTD la structure de la figure 5.7 avec une épaisseur de métal de 200 nm et un réseau de fentes de largeur $b = \frac{a}{4}$ et de période $d = 1,3a$. Les indices n_1 , n_2 et n_3 et la longueur de la fente a sont données par la table 5.1. La longueur a a été choisie pour que les filtres résonnent dans la bande MWIR (3-5 μm). Elle dépend des indices n_1 , n_2 et n_3 . Les spectres en transmission obtenus sont donnés par la figure 5.8 pour les structures symétriques ($n_1 = n_3$) et par la figure 5.9 pour les structures asymétriques $n_1 \neq n_3$.

On va maintenant analyser les résultats en s'intéressant tout d'abord à ce qui se passe hors de la résonance. En effet, on voit dans certains cas apparaître d'autres résonances. Ces résonances sont causées par des effets de diffraction du réseau périodique : à certaines longueurs d'onde qui dépendent de la période d du réseau, l'onde incidente peut exciter un mode qui se propage à la surface du réseau. L'équation 5.4 donne la longueur d'onde λ_{diff} du premier mode de diffraction, avec n l'indice optique du milieu et d la période.

$$\lambda_{diff} = nd \quad (5.4)$$

Cette longueur d'onde augmente lorsque la période du réseau d augmente et lorsque l'indice optique du milieu dans lequel a lieu la diffraction n_1 ou n_3 augmente. La courbe 5.8a montre le

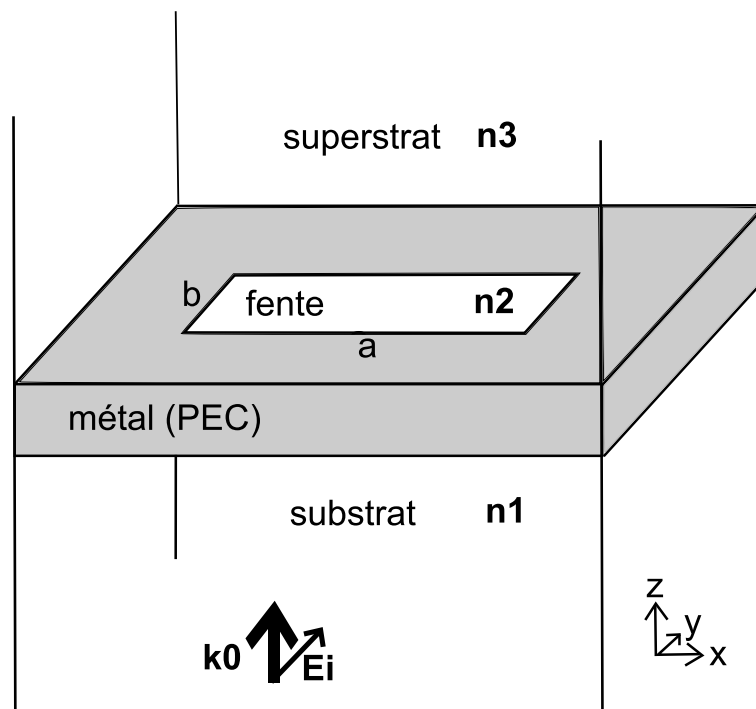


FIGURE 5.7 – La structure simulée en FDTD pour évaluer l'effet de la variation des indices optiques du substrat et du superstrat. L'onde plane est incidente dans un substrat d'indice n_1 , résonne dans les fentes d'indice n_2 et est transmise dans le superstrat d'indice n_3 .

Configuration n°	n_1	n_2	n_3	a (nm)
1	1	1	1	2000
2	3	3	3	670
3	1	2	1	1260
4	1	3	1	890
5	1	4	1	690
6	3	1	3	800
7	2	1	2	1260
8	3	1	1	900
9	1	1	3	900
10	2	1	3	800
11	3	1	2	800
12	1	2	3	800
13	3	2	1	800
14	1	3	2	780
15	2	3	1	780
16	1	3	3	700
17	3	3	1	700

TABLE 5.1 – Paramètres utilisés pour les simulations de la structure 5.7 : indices optiques du substrat n_1 , de la fente n_2 , du superstrat n_3 et longueur a de la fente.

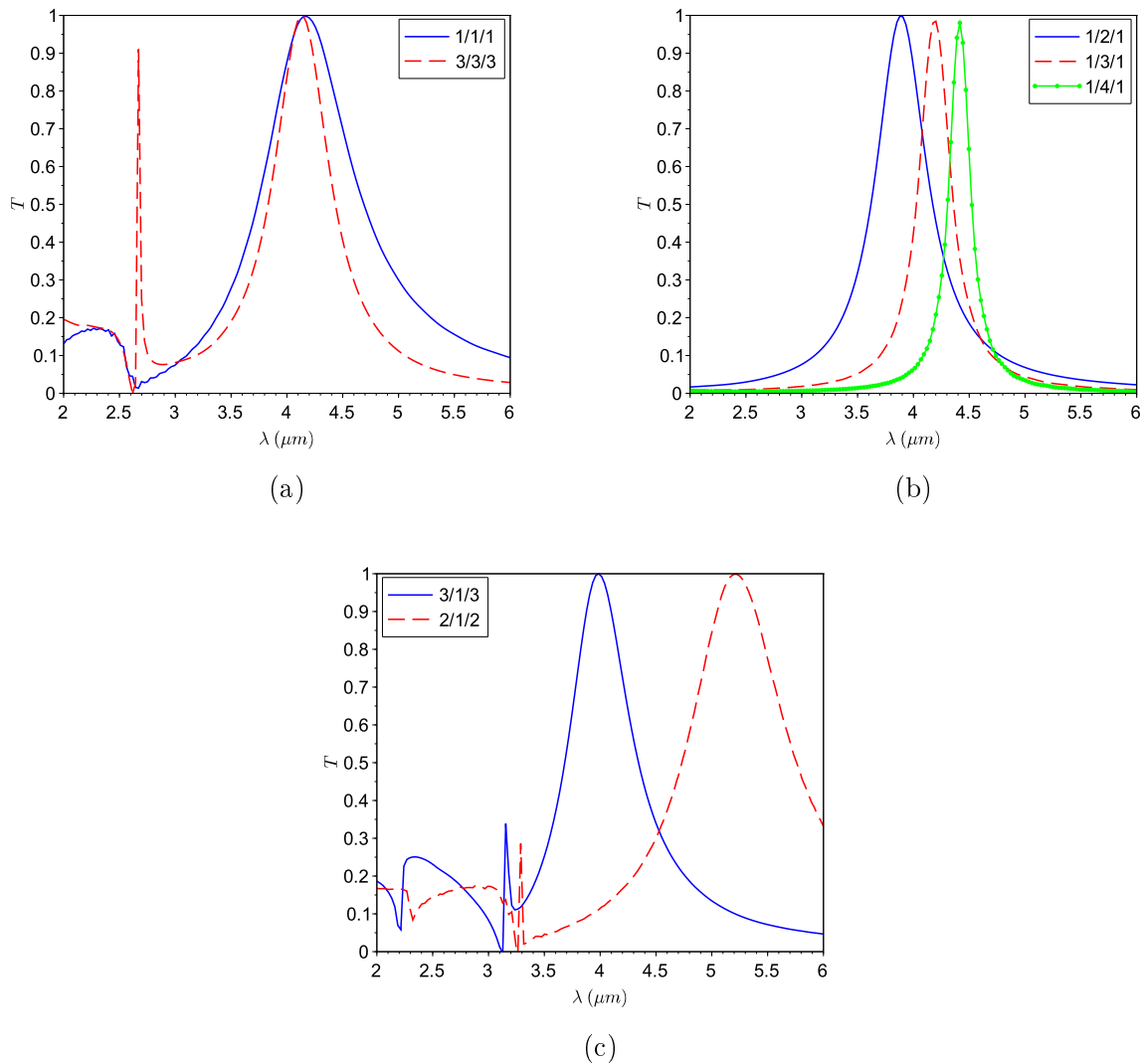


FIGURE 5.8 – Spectres en transmission simulés par FDTD pour les structures symétriques du tableau 5.1. (a) Courbes 1 et 2 : même indice pour tous les diélectriques. (b) Courbes 3 à 5 : indice plus fort dans la fente qu'à l'extérieur. (c) Courbes 6 et 7 : indice plus faible dans la fente qu'à l'extérieur.

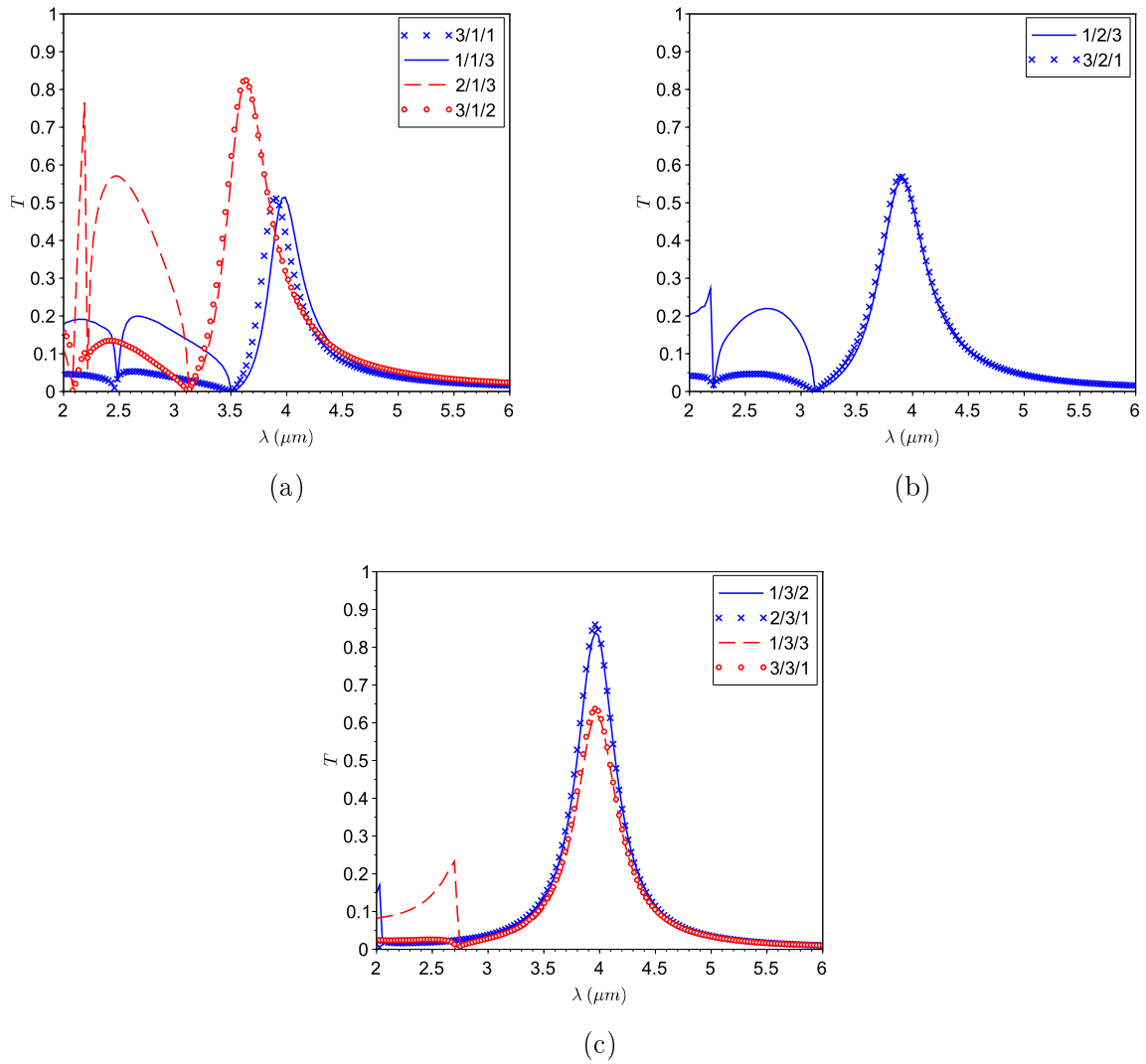


FIGURE 5.9 – Spectres en transmission simulés par FDTD pour les structures asymétriques du tableau 5.1. (a) Courbes 8 à 11 : $n_2=1$. (b) Courbes 12 et 13 : $n_2=2$. (c) Courbes 14 à 17 : $n_d=3$.

cas où tous les indices des diélectriques sont égaux. Dans ce cas, $n=n_{eff}=n_1=n_3$ et d'après les équations 5.1 et 5.4 avec $d = 1,3a$, le mode de diffraction se trouve à

$$\lambda_{diff} = 0,65\lambda_r \quad (5.5)$$

avec λ_r la longueur d'onde de résonance du filtre, c'est-à-dire à $2,6 \mu\text{m}$. Pour repousser ce mode de diffraction à des longueurs d'ondes plus petites, il faut diminuer la période. Si on prend le cas limite où $d \rightarrow a$, on obtient un mode de diffraction à $\lambda_{diff} = 0,5\lambda_r$, c'est-à-dire à $2 \mu\text{m}$, ce qui est toujours trop près de la résonance qui nous intéresse (à $4 \mu\text{m}$). Si on choisit à présent de mettre un fort indice dans la fente et un faible indice à l'extérieur (cf figure 5.8b), on peut repousser le mode de diffraction beaucoup plus loin. En effet, pour conserver la résonance au même endroit avec un fort indice optique dans la fente, on diminue la taille du motif. On peut alors diminuer la période et la longueur d'onde du mode de diffraction, qui en dépend directement, diminue. On ne voit pas les modes de diffraction sur la figure 5.8b car leur longueur d'onde est inférieure à $2 \mu\text{m}$. Plus le contraste entre n_2 et $n_3 = n_1$ est élevé et plus le mode de diffraction est éloigné. Avec les paramètres de la figure 5.8b, λ_{diff} se trouve à $1,3a$ et ne dépend pas de l'indice n_2 du diélectrique dans la fente. Par contre, la longueur d'onde de résonance du filtre en dépend fortement (cf équation 5.1 avec $n_{eff} \approx \sqrt{\frac{n_3^2+n_2^2}{2}}$). On a dans ce cas $\lambda_{diff} = 0,65\frac{n_3}{n_{eff}}\lambda_r$.

La figure 5.8c permet de visualiser le cas où l'indice dans la fente n_2 est inférieur aux indices qui l'entourent n_1 et n_3 . Dans ce cas, le mode de diffraction se rapproche d'autant plus de la résonance que le contraste entre les deux est élevé. Pour les structures asymétriques (cf figure 5.9), le fonctionnement est semblable.

Les figures 5.9a, 5.9b et 5.9c montrent la transmission pour n_1 différent de n_3 avec dans la fente un faible indice $n_2 = 1$, un indice moyen $n_2 = 2$ et un fort indice $n_3 = 3$. Comme précédemment, le cas le moins favorable est celui du faible indice optique dans la fente. Il y a une diffraction côté transmission à $\lambda_{diff} = n_3d$ et une diffraction côté réflexion à $\lambda_{diff} = n_1d$. La réponse du filtre est particulièrement dégradée lorsque l'indice n_3 est fort.

Pour analyser les réponses autour de la résonance, on utilise à nouveau la théorie temporelle des modes couplés présentée au chapitre 4. On extrait les taux de pertes radiatives γ_1 et γ_2 en ajustant les spectres de transmission obtenus en simulation à l'équation 5.6 par une méthode des moindres carrés. Dans le cas des structures symétriques, on prend $\gamma_1 = \gamma_2$.

$$T = \left| te^{i\phi} + \frac{2\sqrt{\gamma_1\gamma_2}}{i(\omega - \omega_0) + \gamma_1 + \gamma_2} \right|^2 \quad (5.6)$$

Les résultats sont donnés dans la table 5.2.

Dans le cas des structures symétriques (figure 5.8) où les taux de pertes radiatives sont égaux, on retrouve bien que le maximum est à 1 et que la largeur à mi-hauteur de la résonance diminue avec les taux de pertes. Dans le cas des structures asymétriques (figure 5.9), la transmission à la résonance T_{max} dépend des taux de pertes radiatives selon l'équation 5.7.

$$T_{max} = \frac{4\gamma_1\gamma_2}{(\gamma_1 + \gamma_2)^2} \quad (5.7)$$

Plus la différence entre les taux de pertes est grande et plus la transmission est faible.

Configuration n°	γ_1 (10^{13}s^{-1})	γ_2 (10^{13}s^{-1})	T_{max}	$\Delta\omega$ (10^{13}s^{-1})
1	2,6	2,6	1	10
2	1,7	1,7	1	6,8
3	1,7	1,7	1	7
4	0,89	0,89	1	3,8
5	0,52	0,52	1	2,1
6	1,9	1,9	1	7,6
7	1,8	1,8	1	7,0
8	1,7	0,31	0,51	4,6
9	1,7	0,30	0,51	4,1
10	0,95	2,0	0,82	6,4
11	1,0	2,2	0,82	6,8
12	2,4	0,50	0,56	5,9
13	2,6	0,54	0,57	6,3
14	1,7	0,74	0,84	4,8
15	1,7	0,77	0,86	5,2
16	2,2	0,51	0,62	5,5
17	2,2	0,55	0,65	5,5

TABLE 5.2 – Taux de pertes radiatifs γ_1 et γ_2 , transmission à la résonance T_{max} et largeur à mi-hauteur $\Delta\omega$ pour les structures de la table 5.1.

La configuration la plus favorable dans le cas qui nous intéresse est un diélectrique avec un fort indice optique dans la fente, et des diélectriques avec un faible indice optique à l'extérieur. Une conclusion similaire a été obtenue pour le cas d'une unique ouverture circulaire dans l'article [Olkkonen2005], mais avec un fonctionnement différent : l'ouverture considérée a un rayon très inférieur à la longueur d'onde de résonance (qui est de 488 nm). Elle est suffisamment profonde pour qu'une résonance de cavité ait lieu dans la hauteur de la fente, améliorant l'efficacité de la transmission, ce qui n'est pas le cas ici. Certaines des surfaces sélectives en fréquence qui ont été étudiées dans l'infrarouge dans la littérature sont directement sur un semiconducteur ou un substrat fort indice, ce qui donne une mauvaise réjection aux faibles longueurs d'onde comme on peut le voir dans l'article [Peters2009].

5.2.2 Couche diélectrique intermédiaire entre le filtre et le détecteur

Les filtres sont destinés à être placés près du détecteur. Le semiconducteur absorbant qui constitue le détecteur dans l'infrarouge a un fort indice optique n ($n > 3$). Comme on l'a vu, cette configuration n'est pas favorable car des modes de diffraction dus à la périodicité du réseau vont perturber la résonance. Il faut donc éviter de mettre la couche métallique directement en contact avec le détecteur et l'isoler optiquement en plaçant entre les deux un diélectrique bas indice. Cette configuration est représentée par l'empilement de la figure 5.10 : le détecteur (couche "substrat") est séparé du filtre (couche métallique en Au, motifs en forme de croix) par un diélectrique de hauteur h_{diel} et d'indice n_{diel} .

Des modes peuvent exister dans cette couche diélectrique, comme des modes guidés se propageant horizontalement ou des modes de cavité de type Fabry-Pérot dans la verticale entre la couche d'or et le substrat qui jouent le rôle de miroirs. On cherche à les éviter car ces modes perturbent la réponse du filtre. De plus, souvenons-nous que ces filtres sont destinés à du filtrage au niveau des

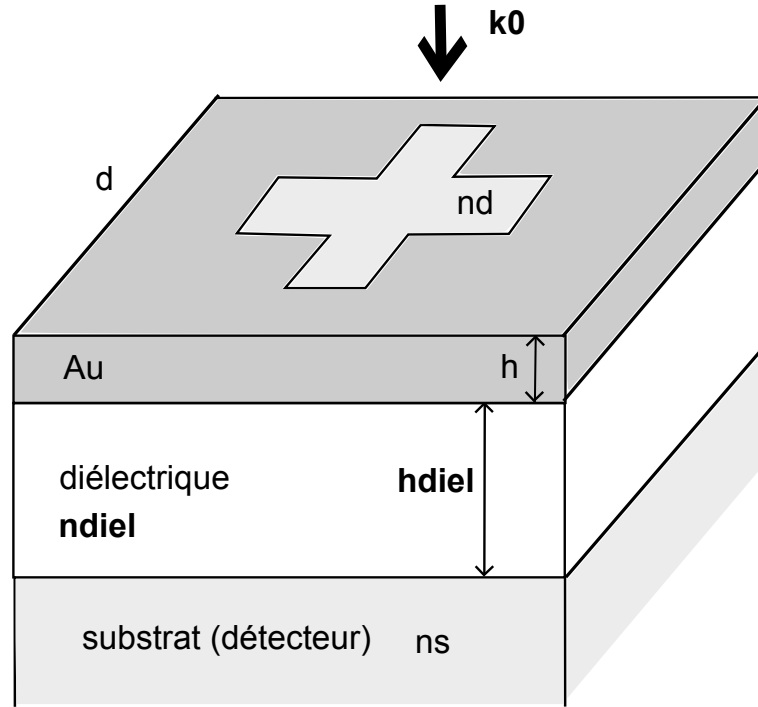


FIGURE 5.10 – Structure prenant en compte une couche diélectrique intermédiaire entre le filtre et le détecteur.

matrices de pixels. Dans cette configuration, des modes guidés se propageant le long de la couche métallique risque de causer de la diaphonie (crosstalk) entre les pixels. Pour mieux comprendre ces phénomènes, on effectue des simulations en FDTD de la structure de la figure 5.10 en faisant varier la hauteur de diélectrique pour deux indices optiques différents. Les autres paramètres sont fixés : $h=200$ nm, $d=1000$ nm, des motifs emplis de diélectrique d'indice $n_d=3$ en forme de croix avec $a=780$ nm et $b=250$ nm. Le substrat est d'indice optique $n_s=3$. Le métal est de l'or. La hauteur de diélectrique h_{diel} varie entre 0 et 1300 nm. L'indice optique est $n_{diel}=1,5$ ou $n_{diel}=2$.

Les résultats sont donnés par la figure 5.11, qui donne la transmission selon l'épaisseur de diélectrique pour les deux indices optiques. On constate que la résonance principale reste aux alentours de $4 \mu\text{m}$. On peut avoir des modes de diffraction à $1 \mu\text{m}$ (côté incident) que l'on ne voit pas sur la figure ou $3 \mu\text{m}$ (côté détecteur), que l'on voit pour une épaisseur nulle ou très faible de diélectrique et qui disparaît rapidement lorsqu'on augmente h_{diel} . Lorsque l'épaisseur de diélectrique dépasse $\frac{\lambda}{2n_{diel}}$, on voit apparaître une résonance plus faible dont la longueur d'onde augmente avec l'épaisseur de diélectrique. C'est un mode de cavité Fabry-Pérot qui résonne à λ_{cav} :

$$\lambda_{cav} = 2n_{diel}h_{diel} \quad (5.8)$$

Pour l'éviter, il faut une épaisseur de diélectrique inférieure à $\frac{\lambda_{cav}}{2n_{diel}}$ dans toute la gamme de longueur d'onde qui nous intéresse. Par exemple, dans le cas où $n_{diel}=1,5$, il faut prendre $h_{diel} < 650$ nm, pour ne pas avoir de mode de cavité dans le diélectrique entre 2 et $6 \mu\text{m}$. Pour $n_{diel}=2$, il faut prendre $h_{diel} < 500$ nm. Pour de très faibles épaisseurs de diélectrique, la réjection du filtre est moins bonne.

En polarisation TM, on peut avoir des plasmons aux interfaces métal/diélectrique, qui résonneront à la longueur d'onde

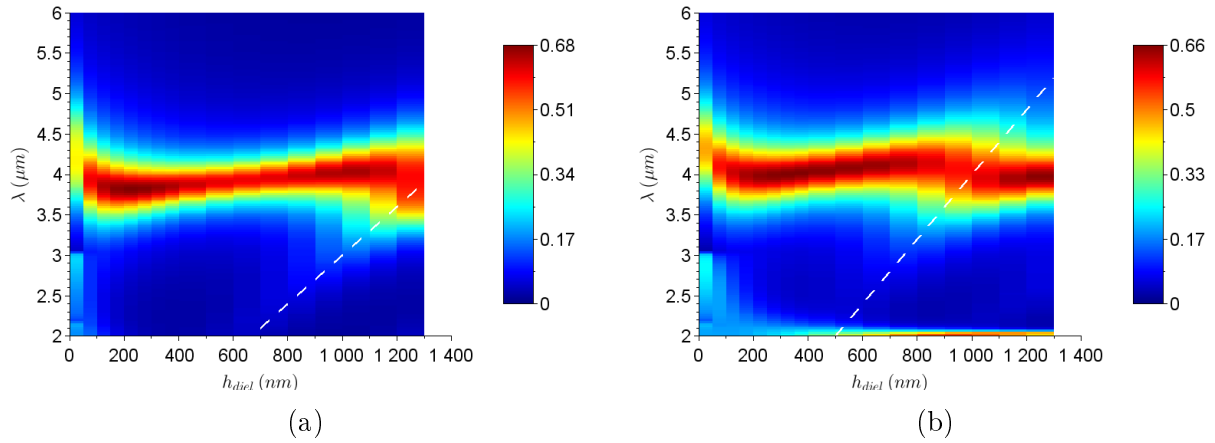


FIGURE 5.11 – Transmission simulée en FDTD pour une hauteur de diélectrique variable entre le filtre et un substrat fort indice. Les tiretés blancs indiquent le mode de cavité dans l'épaisseur de diélectrique. (a) Indice du diélectrique $n_{diel}=1,5$. (b) Indice du diélectrique $n_{diel}=2$.

$$\lambda_{plasmon} = d \sqrt{\frac{\epsilon_d \epsilon_m}{\epsilon_d + \epsilon_m}} \quad (5.9)$$

avec d la période, ϵ_d la permittivité du diélectrique et ϵ_m celle du métal. Comme dans l'infrarouge $|Re(\epsilon_m)| \gg \epsilon_d$, cette longueur d'onde devient :

$$\lambda_{plasmon} \approx \sqrt{\epsilon_d} d \quad (5.10)$$

On pourra avoir un plasmon de surface à $\lambda \approx d$ côté incident, donc en dehors de la gamme 2-6 μm , ou à $\lambda \approx n_{diel}d$. Pour le cas $n_{diel}=1,5$, le plasmon est à 1,5 μm et on ne le voit pas sur la figure. Pour le cas $n_{diel}=2$ (figure 5.11b), on voit une résonance à 2 μm qui pourrait être un plasmon.

Lorsque le filtre se trouve dans un empilement avec des couches fort indice, il faut donc l'isoler avec une couche bas indice, suffisamment épaisse pour jouer son rôle et suffisamment mince pour éviter l'apparition d'autres modes comme des modes de cavité. Pour une couche d'indice optique $n_{diel}=1,5$ comme le SiO_2 , une épaisseur comprise entre 200 et 500 nm remplit ce rôle pour la gamme 2-6 μm .

5.3 Couches d'accroche et de passivation

Lorsqu'on fabrique le filtre, des couches d'accroche et/ou de passivation sont nécessaires. Elles sont généralement fines (d'une épaisseur comprise entre 15 nm et 50 nm). Les couches d'accroche permettent d'assurer l'adhésion entre les couches de métal et de diélectrique. Les couches de passivation permettent d'empêcher la diffusion du métal dans l'empilement et de l'isoler de l'air. Ces couches entourent le métal et ont un impact dans la transmission du filtre. Dans la technologie standard, on utilise souvent du métal comme couche d'accroche. Par exemple, le Cu damascène se dépose sur du Ti. D'autres couches d'accroche sont possibles, comme le SiN.

Pour étudier l'influence des couches d'accroche et/ou de passivation sur la résonance, on fait varier l'épaisseur et l'indice optique d'une fine couche diélectrique placée sur les parois de la fente (cf figure 5.12). Il s'agit d'un réseau de croix d'indice $n_d=3$ dans de l'or d'épaisseur 200 nm et entouré d'air. La période du réseau est de $d=1000$ nm. Les croix sont de dimensions $a=750$ nm et

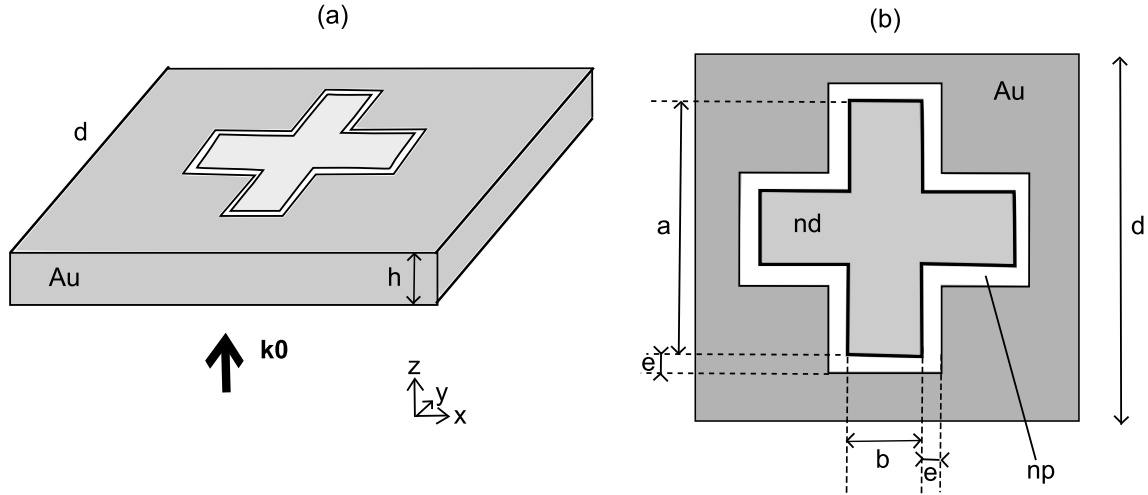


FIGURE 5.12 – La structure simulée en FDTD pour évaluer l’effet de couches d’accroche et de passivation. Une fine couche de diélectrique d’indice n_p et d’épaisseur e est située sur les flancs de la fente, entre le métal et le diélectrique d’indice n_d . (a) Vue en perspective. (b) Vue de dessus.

$b=250$ nm. Différentes couches de passivation d’épaisseur $e=20$ nm sont testées : deux diélectriques non absorbants ayant un faible indice ($n_p=1,5$ et $n_p=2$) et deux métaux (Ti et Pt). Le cas $e=0$ nm (pas de passivation) est également simulé.

Les résultats sont donnés sur la figure 5.13. Bien que l’empilement soit symétrique, la transmission n’est pas égale à 1 à cause de l’absorption métallique. On rappelle que l’expression de la transmission à la résonance donnée par la théorie temporelle des modes couplés est :

$$T_{max} = \frac{1}{(1 + \frac{\gamma_{abs}}{\gamma_{rad}})^2} \quad (5.11)$$

avec γ_{abs} le taux de pertes par absorption et γ_{rad} le taux de pertes radiatives (cf chapitre 4). La meilleure transmission est celle de la structure avec couche d’accroche diélectrique faible indice $n_p=1,5$ avec 81% de transmission, suivie de près par la structure avec couche d’accroche diélectrique d’un indice légèrement plus élevé $n_p=2$ avec 72%. Ensuite vient la courbe correspondant au cas sans couche d’accroche, avec une transmission de 65%, soit nettement inférieure aux précédentes. Enfin, les couches d’accroche en métal (Pt et Ti) donnent les moins bons résultats avec une transmission de 44% pour le platine et 37% pour le titane. La forme de la transmission dans le cas du titane comporte deux maxima, ce qui est probablement lié à l’indice optique du Ti dans cette zone (cf chapitre 2). La longueur d’onde de résonance diffère également selon les couches d’accroche. En toute rigueur, la fente a une longueur $a + 2e$ et on s’attend à un léger décalage à cause de la différence d’indice des couches d’accroche. Cependant, sur 40 nm, ce décalage reste faible (de l’ordre de la centaine de nanomètres pour $n_p=1,5$). De plus, il doit se faire vers les plus grandes longueurs d’onde puisqu’on a agrandi la taille de la fente. Or ce n’est pas ce qu’on observe : la résonance est déplacée vers les courtes longueurs d’onde pour les couches d’accroche diélectriques, et ce de plusieurs centaines de nm (jusqu’à 450 nm pour le cas $n_d=1,5$). Il semble que la configuration métal/diélectrique de faible indice optique/diélectrique de fort indice optique près des parois a pour effet de concentrer le champ électromagnétique dans le diélectrique de faible indice optique et permet de ce fait de l’éloigner du métal, ce qui diminue l’absorption métallique. Elle influe également sur la longueur d’onde de résonance.

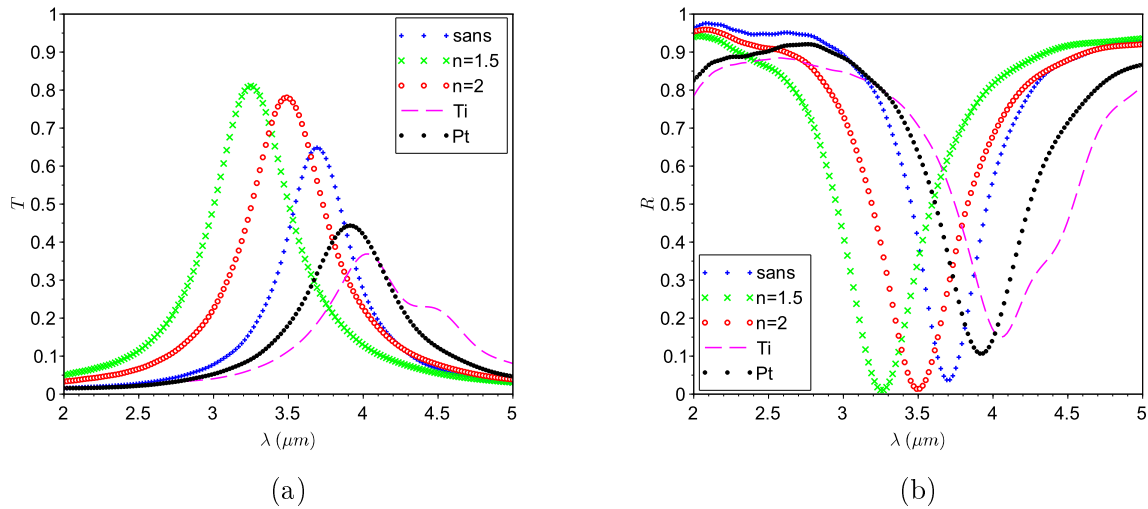


FIGURE 5.13 – Spectres simulés en FDTD pour différentes couches d’accroche en (a) transmission et (b) réflexion.

Le cas des métaux Pt et Ti comme couches d’accroche est défavorable. Comme on l’a vu au chapitre 2, ces métaux sont beaucoup plus absorbants que l’or ou le cuivre dans l’infrarouge. Comme l’absorption se fait le long des parois du métal et que l’épaisseur de peau est de l’ordre de l’épaisseur e de la couche d’accroche, le champ électromagnétique est principalement situé dans le métal qui sert pour la couche d’accroche plutôt que dans le meilleur métal choisi pour la couche métallique. On souhaite donc éviter d’utiliser des métaux comme le platine et le titane dans les couches d’accroche, ce qui peut nécessiter des développements technologiques.

5.4 Robustesse à l’angle d’incidence

La robustesse à l’angle d’incidence est un paramètre important pour les filtres. Pour des applications de détection, on a besoin d’une tolérance allant jusqu’à 15° d’angle d’incidence : on considère que l’on récupère la lumière dans un cône compris entre -15° et $+15^\circ$. De plus, la lumière est non polarisée.

La lumière dite non polarisée est en fait une superposition d’un grand nombre d’états de polarisation. On peut la représenter par une onde elliptique constituée de deux ondes orthogonales polarisées rectilignement (grâce à la linéarité des équations de Maxwell). Le déphasage de ces deux ondes orthogonales est aléatoire et varie rapidement dans le temps (voir par exemple le livre [Perez1996], p.222). On choisit le champ en polarisation TE \vec{E}_{TE} et le champ en polarisation TM \vec{E}_{TM} comme base. ϕ est un angle représentant la polarisation. Alors on peut écrire le champ électrique dans un état de polarisation ϕ comme :

$$\vec{E}(\phi) = \vec{E}_{TE} \sin(\phi) + \vec{E}_{TM} \cos(\phi) \quad (5.12)$$

Le cas $\phi = 0$ correspond à la polarisation TM et le cas $\phi = \frac{\pi}{2}$ à la polarisation TE.

Pour obtenir l’intensité de la lumière non polarisée $\langle |E|^2 \rangle$, on effectue la moyenne sur toutes les polarisations :

$$\langle |E|^2 \rangle = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} |\vec{E}(\phi)|^2 d\phi \quad (5.13)$$

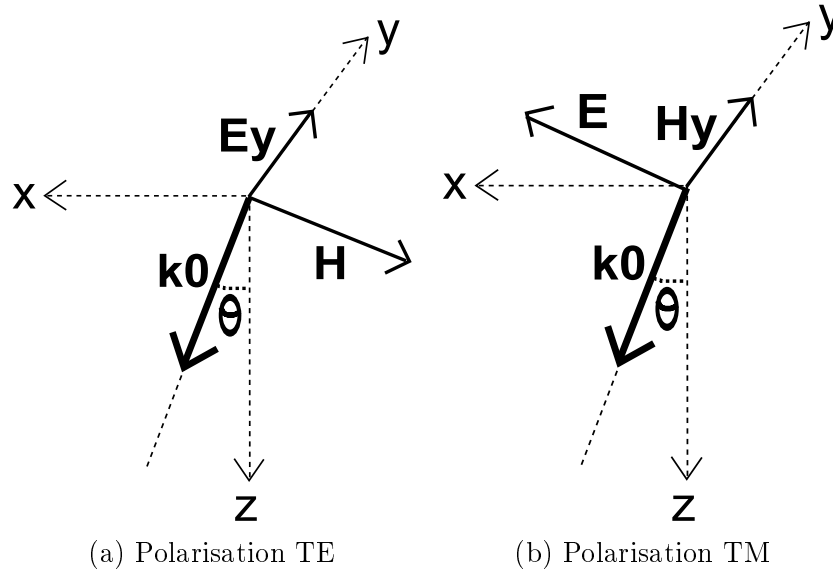


FIGURE 5.14 – Schéma du vecteur d'onde \vec{k}_0 , du champ électrique \vec{E} et du champ magnétique \vec{H} pour un angle d'incidence θ , en polarisation TE et TM. (a) En polarisation TE, le champ électrique reste orthogonal au plan d'incidence. (b) En polarisation TM, le champ magnétique est orthogonal au plan d'incidence.

où $\langle \rangle$ est une moyenne temporelle. En utilisant l'équation 5.12 ainsi que l'orthogonalité de \vec{E}_{TE} et \vec{E}_{TM} , on obtient :

$$\langle |E|^2 \rangle = \frac{1}{2} |\vec{E}_{TE}|^2 + \frac{1}{2} |\vec{E}_{TM}|^2 \quad (5.14)$$

Pour nos filtres, la transmission pour la lumière non polarisée T_{np} est donc obtenue grâce à l'équation 5.15 avec T_{TE} la transmission obtenue pour une polarisation TE et T_{TM} la transmission obtenue pour une polarisation TM.

$$T_{np} = \frac{T_{TE} + T_{TM}}{2} \quad (5.15)$$

Des simulations ont été effectuées en FDTD à angle d'incidence variable pour un réseau infini de motifs. Les simulations ont été effectuées pour des angles d'incidence compris entre 0 et 60° avec un pas de 5° et en polarisation TE puis TM (cf figure 5.14) pour ensuite calculer la transmission en lumière non polarisée grâce à l'équation 5.15. La figure 5.15 présente les différentes structures simulées. Les anneaux sont de diamètre externe 700 nm et de diamètre interne 300 nm. Les croix sont de longueur 750 nm et de largeur 250 nm.

Les résultats pour les croix sans substrat sont donnés par la figure 5.16 et avec substrat par la figure 5.17. Les figures présentées ici sont équivalentes à des diagrammes de dispersion où l'on choisit en général de représenter

$$k_{//} = \frac{2\pi}{\lambda} \sin(\theta) \quad (5.16)$$

avec $k_{//}$ la composante parallèle à la surface du vecteur d'onde. Pour les anneaux, les résultats sont sur la figure 5.18 pour le cas sans substrat et sur la figure 5.19 pour le cas avec substrat. Dans tous les cas, on observe la même évolution avec une augmentation de l'angle d'incidence. La longueur d'onde de résonance reste identique, la transmission en polarisation TE diminue, la transmission en polarisation TM augmente et les deux effets se compensent approximativement en

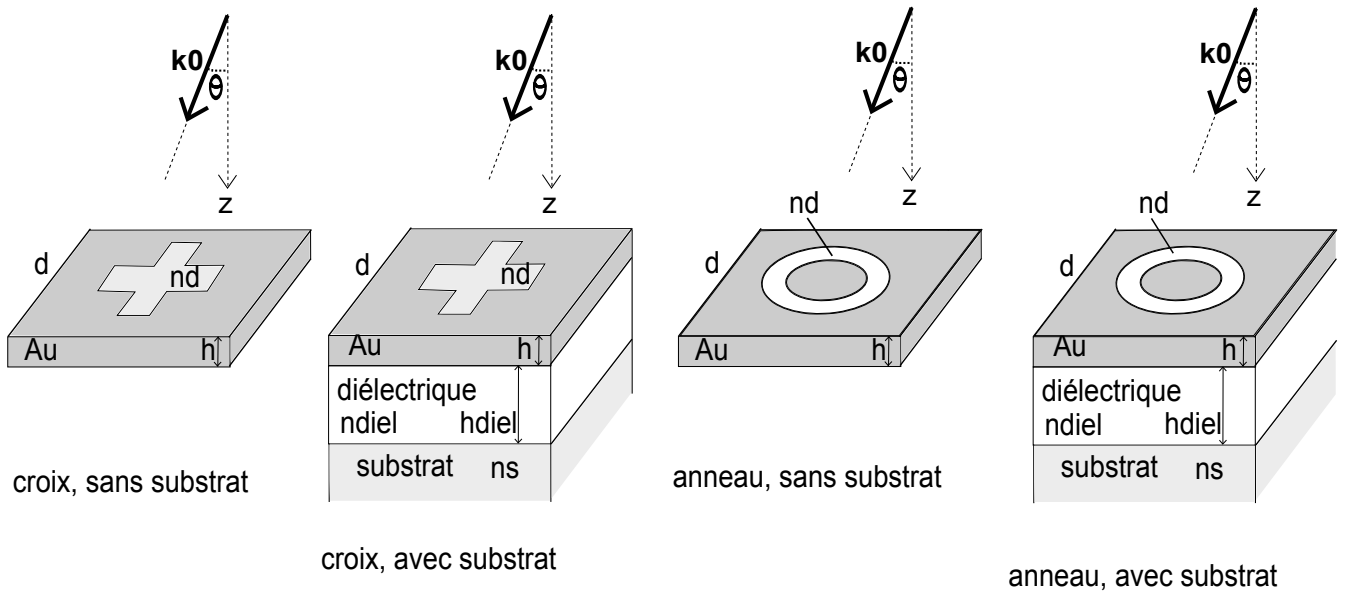


FIGURE 5.15 – Les différentes structures simulées en FDTD à angle d’incidence variable : des réseaux de croix et d’anneaux, avec et sans substrat. $n_d=3$ et $n_s=3$. Le métal est de l’or d’épaisseur 200 nm. $d=1000$ nm. $n_{diel}=1,5$ et $h_{diel}=200$ nm.

lumière non polarisée. On a choisi des paramètres tels qu’aucun mode de diffraction ou mode de cavité Fabry-Pérot n’apparaît dans la gamme 3-5 μm .

5.5 Conclusion du chapitre

Ce chapitre nous a permis de mieux comprendre comment intégrer les surfaces sélectives en fréquence dans un empilement réaliste vis-à-vis des contraintes de fabrication. Les meilleures performances sont obtenues avec un diélectrique fort indice dans les ouvertures périodiquement gravées dans le métal, et des diélectriques faible indice ou de l’air autour de la couche métallique, afin d’éloigner les effets de diffraction dus à la périodicité du réseau. Lorsqu’il y a un substrat fort indice (comme le silicium, d’indice optique 3,4), il faut isoler le substrat des filtres avec l’aide d’une couche diélectrique faible indice, comme le SiO_2 . Cette couche doit avoir une épaisseur assez grande pour

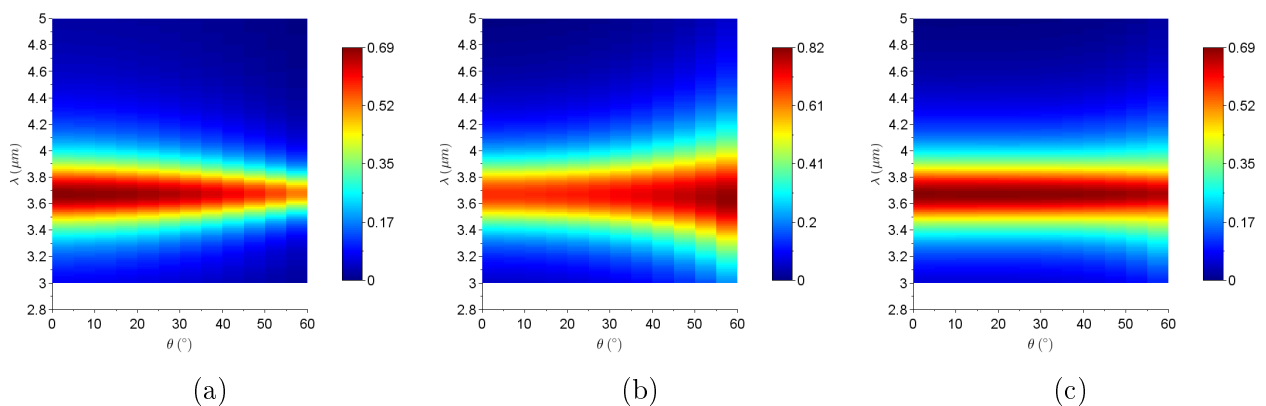


FIGURE 5.16 – La transmission en fonction de l’angle d’incidence et de la longueur d’onde pour des croix sans substrat. (a) Polarisation TE. (b) Polarisation TM. (c) Lumière non polarisée.

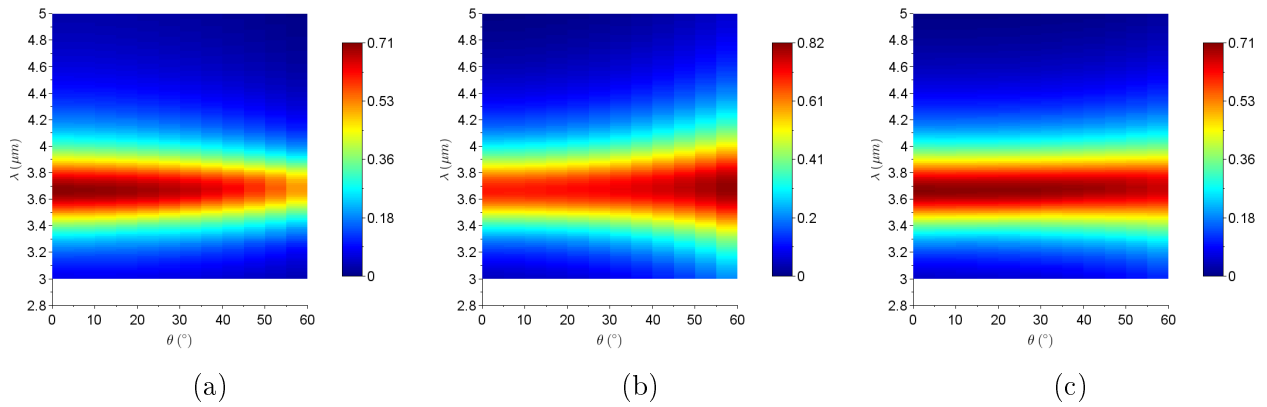


FIGURE 5.17 – La transmission en fonction de l’angle d’incidence et de la longueur d’onde pour des croix avec substrat. (a) Polarisation TE. (b) Polarisation TM. (c) Lumière non polarisée.

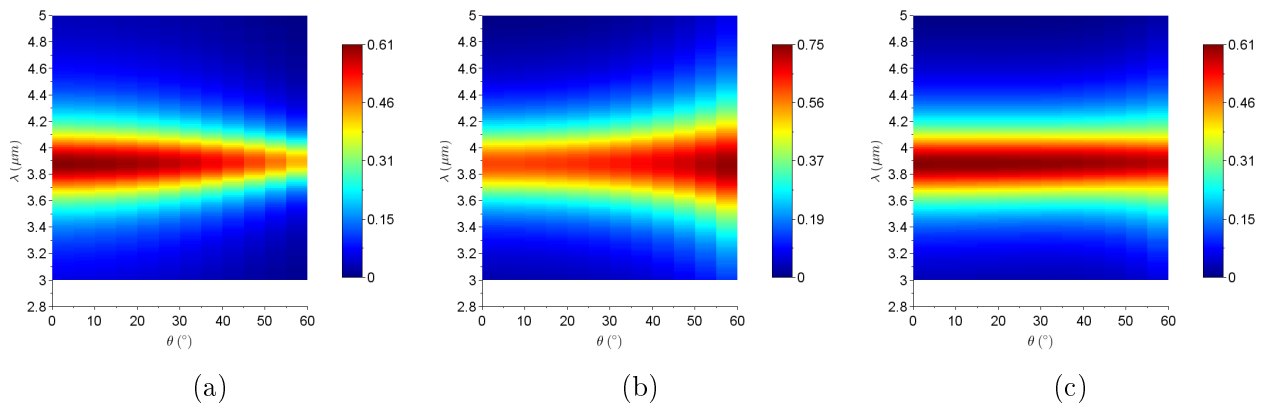


FIGURE 5.18 – La transmission en fonction de l’angle d’incidence et de la longueur d’onde pour des anneaux sans substrat. (a) Polarisation TE. (b) Polarisation TM. (c) Lumière non polarisée.

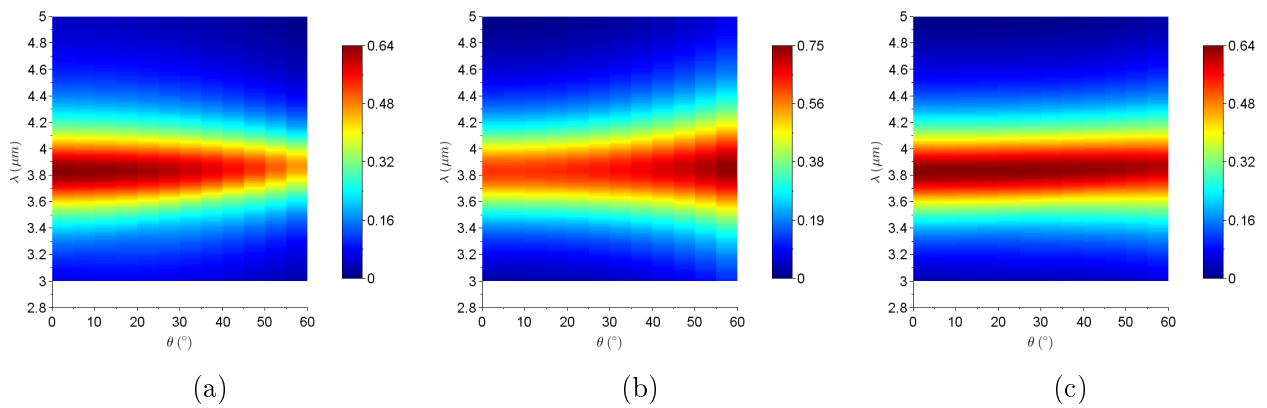


FIGURE 5.19 – La transmission en fonction de l’angle d’incidence et de la longueur d’onde pour des anneaux avec substrat. (a) Polarisation TE. (b) Polarisation TM. (c) Lumière non polarisée.

jouer son rôle, et assez faible pour éviter l'apparition de modes venant perturber la résonance. Pour une résonance entre 3 et 5 μm , une épaisseur de 200 à 300 nm est un bon compromis. Le choix des couches d'accroche et de passivation autour du métal est d'une grande importance. Il faut éviter d'utiliser des métaux comme le platine et le titane dans ce but, et privilégier des diélectriques faible indice comme le SiO_2 ou le SiN .

Le choix des motifs a également été discuté. Tous fonctionnent de la même façon : c'est un mode guidé dans les ouvertures qui permet la transmission. Il n'y a pas de différence significative de performance en transmission entre les motifs. Parmi les motifs étudiés dans ce chapitre, les anneaux sont particulièrement intéressants car ils sont plus compacts : pour une même longueur d'onde de résonance, les anneaux sont moins larges que des croix ou des disques, ce qui permet de réduire la période. Lorsque l'on n'a technologiquement pas la possibilité de mettre un diélectrique fort indice dans les fentes, il est intéressant de fabriquer des anneaux. Lorsque la résolution de la lithographie ne permet pas de dessiner des anneaux, on peut choisir d'utiliser des disques ou des croix. Les motifs circulaires (anneaux et disques) ont également l'avantage de ne pas avoir d'angles, qui sont difficiles à fabriquer et sortent arrondis de la lithographie.

Les surfaces sélectives en fréquence sont connues pour leur tolérance à l'angle d'incidence. C'est bien ce que l'on vérifie ici. C'est une propriété importante pour l'imagerie infrarouge.

Conclusion générale

Les conclusions présentées ici résument un travail de trois années sur les surfaces sélectives en fréquence en transmission dans l'infrarouge. Ce travail a été initié par la volonté d'étudier des structures qui permettent de filtrer les longueurs d'onde de l'infrarouge au niveau du détecteur, pour des applications multispectrales. La compacité et le coût réduit des filtres intégrés ont contribué à motiver leur étude. Les surfaces sélectives en fréquence ont été choisies car elles permettent d'ajuster le gabarit des filtres en modifiant des paramètres géométriques latéraux comme la taille des motifs et leur période, sans modifier l'empilement technologique. Ceci est favorable à la conception de matrices multispectrales de pixels.

Nous avons étudié les surfaces sélectives en fréquence sous plusieurs aspects : en établissant un modèle théorique, en effectuant des simulations électromagnétiques et en fabricant des structures. Ces différents aspects et les recoupements que nous avons pu opérer entre eux nous ont permis d'établir une compréhension fine du fonctionnement de ces structures et des performances que l'on peut en attendre.

L'étude des propriétés optiques des métaux dans l'infrarouge nous a permis de mieux cerner les paramètres appropriés à la modélisation de l'absorption métallique. Nous avons pu constater que les meilleurs métaux - c'est-à-dire ceux qui donnent la meilleure transmission dans les surfaces sélectives en fréquence que nous avons étudiées - ne sont pas forcément ceux qui ont la conductivité la plus élevée. Cela est probablement lié au caractère complexe de la conductivité des métaux dans l'infrarouge.

Le modèle théorique établi aux chapitres 3 et 4 nous a permis de dégager des généralités sur le fonctionnement des surfaces sélectives en fréquence dans l'infrarouge. Notre hypothèse concernant le rôle prépondérant du mode guidé fondamental TE_{10} dans la résonance d'un réseau de fentes s'est avéré une très bonne approximation. La formule que nous avons employée pour le calcul de puissance absorbée par le métal consiste à intégrer les courants sur la surface des parois de la fente en prenant les champs électromagnétiques obtenus dans le cas du métal parfait. Elle néglige l'absorption métallique qui peut avoir lieu sur la surface. Enfin, nous avons approximé l'énergie électromagnétique dans la fente à l'énergie du mode. Il est probable que dans la réalité, et considérant l'épaisseur de métal très fine devant la longueur d'onde de résonance, le mode guidé TE_{10} déborde de la fente. Cependant, les approximations réalisées nous conduisent à obtenir des taux de pertes radiatives et par absorption selon le formalisme de la théorie temporelle des modes couplés qui ont le bon ordre de grandeur. Les taux de pertes radiatives, qui sont directement liés à la largeur à mi-hauteur de la résonance, évoluent identiquement dans le modèle et la simulation. Les taux de pertes par absorption sont sous-estimés dans le modèle. La quantité qui nous intéresse est le rapport entre le taux de pertes par absorption et le taux de pertes radiatives, car c'est celle qui détermine la transmission à la résonance du filtre. Elle évolue correctement avec les paramètres latéraux (longueur et largeur de la fente, période du réseau) que l'on fait varier. Grâce à cette étude, nous avons mis en lumière le compromis nécessaire entre la transmission maximale et la

largeur à mi-hauteur. En effet, lorsque l'on fixe l'empilement (la hauteur du métal) et la longueur d'onde de résonance (qui dépend en première approximation de la longueur de la fente), il reste deux paramètres : la période et la largeur de la fente. Or, si augmenter la période ou diminuer la largeur de la fente permet de diminuer la largeur à mi-hauteur du filtre, cela diminue également la transmission à la résonance (et réciproquement). Cela restreint l'utilisation des surfaces sélectives en fréquence à des applications multispectrales et non hyperspectrales, au sens où ces structures ne permettent pas d'atteindre des largeurs à mi-hauteur de quelques dizaines de nanomètres dans l'infrarouge. Le facteur de qualité des filtres reste de l'ordre de quelques unités.

La simulation en FDTD (Finite Difference Time Domain) nous a permis d'aller plus loin dans la compréhension des mécanismes qui interviennent lorsque l'on place ces structures dans un empilement réalisable technologiquement. Elle nous a également permis de vérifier que le type de motif ne change pas fondamentalement le fonctionnement des structures. Nous avons fait varier les indices optiques du substrat, du superstrat et des ouvertures et mis en évidence l'importance d'entourer les filtres de diélectriques d'un faible indice optique pour éviter l'apparition d'ondes de surface qui détruisent la réjection du filtre. Ce diélectrique doit cependant rester suffisamment fin pour éviter l'apparition d'un mode de cavité de type Fabry-Pérot qui interfère avec la résonance du filtre. Dans les ouvertures, il est nécessaire d'avoir un diélectrique de fort indice optique pour optimiser la réjection. Ensuite, nous nous sommes intéressés à l'influence des fines couches de passivation et/ou d'accroche qui entourent le métal et que l'on retrouve donc sur les parois des ouvertures. Lorsque ces couches d'accroche sont constituées de métal comme le platine, le titane ou le tungstène, celui-ci absorbe davantage que la couche métallique qui compose le filtre (en or, aluminium, cuivre ou argent). Cela diminue la transmission du filtre. Il est donc souhaitable de s'en passer et d'utiliser des diélectriques à la place, de préférence d'un faible indice optique car cela améliore la transmission. Enfin, nous avons pu vérifier la tolérance à l'angle d'incidence de ces structures : entre $\pm 15^\circ$, la transmission et la longueur d'onde de résonance ne sont pas modifiées de façon significative.

Dans cette thèse, nous nous sommes limités à des structures comprenant une unique couche métallique. Si l'on souhaite améliorer la réjection des filtres parce que l'application envisagée l'exige, il est possible d'ajouter d'autres couches métalliques. Cela rend la fabrication plus complexe, car il faut de nouvelles étapes de lithographie et d'alignement pour réaliser de telles structures. De plus, les pertes métalliques seraient vraisemblablement accrues. Si cela était souhaité, une étude complémentaire serait nécessaire pour déterminer les conditions qui maximisent la transmission et quel niveau il est possible d'atteindre. Des empilements de ce style ont abondamment été étudiés dans le domaine des micro-ondes (surfaces sélectives en fréquence multicouches) où les métaux ne sont pas absorbants.

Les résultats obtenus sont encourageants quant au potentiel des surfaces sélectives en fréquence pour une utilisation dans des matrices multispectrales en imagerie infrarouge.

Glossaire

FDTD : différences finies dans le domaine temporel (Finite Difference Time Domain), méthode qui permet de résoudre des équations différentielles dépendantes du temps (comme celles de Maxwell pour l'électromagnétisme).

FSS : surface sélective en fréquence (Frequency Selective Surface).

FTIR : spectromètre infrarouge à transformée de Fourier (Fourier Transform InfraRed spectrometer).

IR : infrarouge.

LWIR : infrarouge lointain, pour des longueurs d'onde entre 8 et 12 μm (Long Wave InfraRed).

MEB : microscope électronique à balayage.

MWIR : moyen infrarouge, pour des longueurs d'onde entre 3 et 5 μm (Middle Wave InfraRed).

PEC : conducteur parfait (Perfect Electrical Conductor).

PML : couche absorbante parfaitement adaptée (Perfectly Matched Layer), type de condition aux limites pour la simulation.

RCWA : Rigorous Coupled Wave Analysis, méthode semi-analytique pour résoudre les équations de Maxwell dans le cas d'une structure infiniment périodique.

SPP : plasmon polariton de surface, onde électromagnétique qui se propage à une interface métal/diélectrique et est évanescence dans la direction perpendiculaire. Existe uniquement en polarisation TM.

SWIR : infrarouge proche, pour des longueurs d'onde entre 1 et 3 μm (Short Wave InfraRed).

TCMT : théorie temporelle des modes couplés (Temporal Coupled Mode Theory).

TE : transverse électrique.

TM : transverse magnétique.

Annexe A

Utilisation de la FDTD avec Lumerical

On connaît bien les équations à résoudre (équations de Maxwell, relations de continuité des champs électrique et magnétique et relations constitutives des matériaux). La difficulté se trouve dans la résolution de ces équations, car il faut tenir compte de différentes échelles de longueur :

- l'épaisseur de peau du métal, de l'ordre de la dizaine de nanomètres ;
- l'épaisseur de métal, de quelques centaines de nanomètres ;
- la longueur d'onde incidente, la taille des motifs et la période, entre un et quelques microns ;
- les dimensions du dispositif dans le cas d'une matrice, entre 15 et 30 microns.

Il existe différentes méthodes de résolution numériques des équations de Maxwell (voir par exemple la thèse de Samuel Nosal [Nosal2009], chapitre 3). Parmi celles qui sont couramment utilisées, on trouve des méthodes modales comme la RCWA (Rigorous Coupled Wave Analysis), des méthodes de différences finies comme la FDTD (Finite Difference Time Domain) et des méthodes d'éléments finis. La RCWA découpe la structure à simuler en différentes couches. Dans chaque couche, on effectue une décomposition modale du champ électromagnétique et une décomposition en série de Fourier de la permittivité diélectrique. Cependant, la RCWA est peu adaptée au cas des forts contrastes d'indice optique entre les matériaux, ce qui est notre cas (métaux bons conducteurs versus diélectriques). Les méthodes de différences finies discrétisent les équations aux dérivées partielles. Elles utilisent des conditions de périodicité ou des conditions aux limites absorbantes sur les bords de la simulation. La FDTD est une méthode de différences finies dans le domaine temporel. Elle permet de prendre en compte des structures aux géométries complexes et de modéliser de forts contrastes d'indices. C'est celle que nous avons choisie ici. Les limitations que nous avons rencontrées avec cette méthode sont l'obligation d'utiliser un maillage cubique, ce qui nous contraint à utiliser beaucoup de mémoire et de ressources de calcul pour avoir une précision suffisante en trois dimensions, et le fait qu'elle ne soit pas adaptée à des géométries intégrant des éléments de taille très différente : nous devons considérer un substrat comme semi-infini. Cela n'est pas un obstacle à l'utilisation de la méthode pour les structures qui nous intéressent. Nous avons utilisé un logiciel commercial, Lumerical, qui a été optimisé pour une utilisation aux longueurs d'onde de l'optique.

Différents paramètres de simulation sont utilisés. Pour les simulations périodiques (répétition à l'infini d'un même motif), les conditions aux limites sont périodiques dans les directions x et y et absorbantes en z grâce à des PML (Perfectly Matched Layer). La source est une onde plane. Selon la configuration, on peut utiliser en x et y des conditions aux limites symétriques et antisymétriques, qui permettent de réduire le temps de calcul.

Pour les simulations considérant un nombre fini de motifs et qui ne sont donc pas infiniment périodiques, toutes les conditions aux limites sont des PML. Dans ce cas, on utilise une source Total Field Scattered Field (TFSF), qui sépare la région de simulation en deux parties : l'une qui

domaine	SWIR	MWIR1	MWIR2	LWIR
mesh accuracy	4	4	4	4
min mesh step	5 nm	10 nm	10 nm	10 nm
auto shutoff min	5.10^{-5}			
Conditions aux limites	Symétriques selon x, anti-symétriques selon y, PML selon z			
λ_1 (μm)	1,1	1,7	1,4	4.4
λ_2 (μm)	3,1	7,6	6,3	13,2
polarisation	TE			

TABLE A.1 – Paramètres des simulations Lumerical pour les simulations du chapitre 4

contient le champ électromagnétique total (le champ incident et le champ rayonné par l'objet qui nous intéresse) et l'autre qui contient uniquement le champ rayonné. Le champ incident est celui d'une onde plane. La transmission donnée par les moniteurs dépend de la taille de la source. Il est donc plus pertinent d'extraire les sections efficaces en transmission et en réflexion, qui permettent de s'affranchir de la taille de la source.

Pour effectuer des simulations à angle d'incidence variable avec Lumerical, on utilise une onde plane de type BFAST qui permet au logiciel de faire le calcul pour un même angle d'incidence à toutes les longueurs d'onde. Les autres paramètres de simulation sont les suivants : des conditions aux limites périodiques en x et y , des PML en z .

Le maillage est choisi pour permettre au minimum cinq points de maillage dans la couche métallique. Dans le cas d'un conducteur parfait (Perfect Electrical Conductor), le maillage proposé par défaut par Lumerical et censé réduire le temps de calcul n'est pas suffisant pour permettre une bonne comparaison avec le cas d'un métal réel. Il est nécessaire de le raffiner. Cela revient en fait à mailler autant cette zone que dans le cas d'un métal réel.

Pour simuler des matrices de pixels, on se ramène au cas périodique infini avec comme cellule de base un groupe de 2×2 pixels. Ces simulations utilisent davantage de ressources de calcul et de mémoire.

La table A.1 précise les paramètres de simulation utilisés au chapitre 4. Le paramètre "mesh accuracy" permet de régler la finesse du maillage. Le paramètre "min mesh step" détermine la plus petite taille acceptée pour le côté d'une maille. Ces paramètres influent sur les ressources consommées par le calcul. Le paramètre "auto shutoff min", réglé à 5.10^{-5} , permet d'interrompre la simulation plus tôt si l'énergie restante est inférieure à 5.10^{-5} multiplié par sa valeur maximale.

Annexe B

Détail du calcul de A et B donné au chapitre 3

Dans cette annexe, on développe le calcul des coefficients A et B pour les champs électromagnétiques du chapitre 3. On rappelle que la dépendance temporelle est prise en $e^{-i\omega t}$.

Dans le milieu II, à l'intérieur de l'ouverture, les champs TE₁₀ peuvent s'écrire de la façon suivante :

$$E_y^{II} = \frac{-i\omega\mu a}{\pi} \cos\left(\frac{\pi x}{a}\right)(Ae^{ikz} + Be^{-ikz}) \quad (\text{B.1a})$$

$$H_z^{II} = \sin\left(\frac{\pi x}{a}\right)(Ae^{ikz} + Be^{-ikz}) \quad (\text{B.1b})$$

$$H_x^{II} = \frac{ika}{\pi} \cos\left(\frac{\pi x}{a}\right)(Ae^{ikz} - Be^{-ikz}) \quad (\text{B.1c})$$

Dans les milieux I et III (avant et après la plaque métallique en considérant le sens de propagation de la lumière), le champ peut être décrit comme une somme d'ondes planes.

On utilise le potentiel vecteur \vec{A} avec une jauge de Coulomb¹ pour laquelle $\nabla \cdot \vec{A} = 0$. On obtiendra ensuite les champs électriques et magnétiques grâce aux équations suivantes :

$$\mu\vec{H} = \nabla \wedge \vec{A} \quad (\text{B.2a})$$

$$\vec{E} = -\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \quad (\text{B.2b})$$

Le potentiel vecteur a la valeur suivante dans le milieu I :

$$A_x^I = 0 \quad (\text{B.3a})$$

$$A_y^I = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{R_y}{i\omega} e^{iQ_x x + iQ_y y - iqz} dQ_x dQ_y + \frac{e^{in_0 k_0 z}}{i\omega} \quad (\text{B.3b})$$

$$A_z^I = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{R_z}{i\omega} e^{iQ_x x + iQ_y y - iqz} dQ_x dQ_y \quad (\text{B.3c})$$

1. Le choix de la jauge de Coulomb plutôt que celle de Lorenz permet la convergence de l'intégrale de diffusion Z.

avec $q = \sqrt{n_0^2 k_0^2 - Q_x^2 - Q_y^2}$. A_y possède en plus un terme correspondant à l'onde incidente.

Comme $\nabla \cdot \vec{A} = 0$ (jauge de Coulomb), on a $R_z = \frac{Q_y}{q} R_y$.

De la même façon, on définit le potentiel vecteur suivant dans le milieu III :

$$A_x^{III} = 0 \quad (\text{B.4a})$$

$$A_y^{III} = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{W_y}{i\omega} e^{iQ_x x + iQ_y y + iq(z-h)} dQ_x dQ_y \quad (\text{B.4b})$$

$$A_z^{III} = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{W_z}{i\omega} e^{iQ_x x + iQ_y y + iq(z-h)} dQ_x dQ_y \quad (\text{B.4c})$$

Avec le jauge de Coulomb, on a : $W_z = -\frac{Q_y}{q} W_y$. Ensuite, on utilise les relations B.2a et B.2b pour obtenir les champs électriques et magnétiques dans les milieux I et III.

Pour résoudre le problème en trouvant les quantités A et B , on utilise des relations de continuité aux différentes interfaces. Un calcul similaire en deux dimensions peut être trouvé dans [LePerche2007]. Pour simplifier l'écriture, on introduit les fonctions suivantes :

$$f(Q_x) = \int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} \cos\left(\frac{\pi x}{a}\right) e^{iQ_x x} dx = \frac{2\pi a \cos\left(\frac{Q_x a}{2}\right)}{\pi^2 - Q_x^2 a^2} \quad (\text{B.5})$$

$$g(Q_y) = \int_{-\frac{b}{2}}^{\frac{b}{2}} e^{iQ_y y} dy = b \operatorname{sinc}\left(\frac{Q_y b}{2}\right) \quad (\text{B.6})$$

On notera que $f(0) = \frac{2a}{\pi}$ and $g(0) = b$.

$$Z = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{n_0^2 k_0^2 - Q_x^2}{q} f(Q_x)^2 g(Q_y)^2 dQ_x dQ_y \quad (\text{B.7})$$

Z est nommée "intégrale de diffusion". On utilisera également les propriétés suivantes de la distribution de Dirac δ , avec t une fonction mesurable :

$$\int_{-\infty}^{\infty} e^{iQ_x x} dx = 2\pi \delta(Q_x) \quad (\text{B.8a})$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} t(x) \delta(Q_x) dx = t(Q_x) \quad (\text{B.8b})$$

On utilise les quatre relations de continuité suivantes :

1. la continuité de $\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} E_y e^{iQ'_x x} e^{iQ'_y y} dx dy$ en $z = 0$;
2. la continuité de $\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} E_y e^{iQ'_x x} e^{iQ'_y y} dx dy$ en $z = h$;
3. la continuité de $\int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} \int_{-\frac{b}{2}}^{\frac{b}{2}} H_x \cos\left(\frac{\pi x}{a}\right) dy dx$ en $z = 0$;
4. la continuité de $\int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} \int_{-\frac{b}{2}}^{\frac{b}{2}} H_x \cos\left(\frac{\pi x}{a}\right) dy dx$ en $z = h$.

Ces relations de continuité découlent de la continuité des champs. Elles permettent de simplifier les calculs, notamment en tirant avantage des relations B.8.

On utilise d'abord la relation de continuité 1. Le champ électrique dans les milieux I et II en $z = 0$ vaut respectivement :

$$E_y^I = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} R_y(Q_x, Q_y) e^{iQ_x x + iQ_y y} dQ_x dQ_y + 1 \quad (\text{B.9a})$$

$$E_y^{II} = \frac{-i\omega\mu a}{\pi} \cos\left(\frac{\pi x}{a}\right)(A + B) \quad (\text{B.9b})$$

On obtient après calcul la relation suivante :

$$R_y(Q_x, Q_y) = -\frac{i\mu\omega a}{4\pi^3}(A + B)f(Q_x)g(Q_y) - \delta(Q_x)\delta(Q_y) \quad (\text{B.10})$$

En utilisant la relation de continuité 2, comme le champ électrique dans les milieux II et III en $z = h$ vaut respectivement :

$$E_y^{II} = \frac{-i\omega\mu a}{\pi} \cos\left(\frac{\pi x}{a}\right)(Ae^{ikh} + Be^{-ikh}) \quad (\text{B.11a})$$

$$E_y^{III} = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} W_y(Q_x, Q_y) e^{iQ_x x + iQ_y y} dQ_x dQ_y \quad (\text{B.11b})$$

on obtient après calcul la relation suivante :

$$W_y(Q_x, Q_y) = -\frac{i\mu\omega a}{4\pi^3}(Ae^{ikh} + Be^{-ikh})f(Q_x)g(Q_y) \quad (\text{B.12})$$

On utilise la relation de continuité 3. Le champ magnétique dans les milieux I et II en $z=0$ valant respectivement :

$$H_x^I(z = 0) = \frac{1}{\mu\omega} \int \int \left(\frac{Q_y^2}{q} + q\right) R_y e^{iQ_x x + iQ_y y} dQ_x dQ_y - \frac{n_0}{\mu c} \quad (\text{B.13a})$$

$$H_x^{II}(z = 0) = \frac{ika}{\pi} \cos\left(\frac{\pi x}{a}\right)(A - B) \quad (\text{B.13b})$$

on obtient après calcul et en utilisant B.10 la relation suivante :

$$\frac{ikab}{2}(A - B) = -\frac{i}{4\pi^2}(A + B)Z - \frac{4bn_0}{\mu c} \quad (\text{B.14})$$

Le champ magnétique en $z = h$ dans les milieux II et III vaut respectivement, en utilisant B.12 :

$$H_x^{II}(z = h) = \frac{ika}{\pi} \cos\left(\frac{\pi x}{a}\right)(Ae^{ikh} - Be^{-ikh}) \quad (\text{B.15a})$$

$$H_x^{III}(z = h) = \frac{i\mu a\omega}{\mu\omega 4\pi^3}(Ae^{ikh} + Be^{-ikh}) \int \int \left(\frac{Q_y^2}{q} + q\right) f(Q_x)g(Q_y) e^{iQ_x x + iQ_y y} dQ_x dQ_y \quad (\text{B.15b})$$

En utilisant la relation de continuité 4, on obtient après calcul la relation suivante :

$$kab(Ae^{ikh} - Be^{-ikh}) = \frac{1}{2\pi^2}(Ae^{ikh} + Be^{-ikh})Z \quad (\text{B.16})$$

Grâce aux équations B.14 et B.16, on a un système de deux équations à deux inconnues et on trouve A et B en fonction de l'intégrale de diffusion Z .

$$A = \frac{16\pi^2 b}{i\mu c} \frac{(Z + 2\pi^2 abk)}{(e^{2ihk} - 1)(Z^2 + 4\pi^4 a^2 b^2 k^2) - 4\pi^2 abk(e^{2ihk} + 1)Z} \quad (\text{B.17a})$$

$$B = -\frac{16\pi^2 b}{i\mu c} \frac{(Z - 2\pi^2 abk)e^{2ikh}}{(e^{2ihk} - 1)(Z^2 + 4\pi^4 a^2 b^2 k^2) - 4\pi^2 abk(e^{2ihk} + 1)Z} \quad (\text{B.17b})$$

Annexe C

Résultats de l'ajustement des courbes effectué au chapitre 4

Pour extraire les taux de pertes γ_{rad} et γ_{abs} de la théorie temporelle des modes couplés à partir des données de simulation, on a utilisé une méthode des moindres carrés, implémentée dans le logiciel Scilab par la fonction "lsqrsolve". La transmission T et la réflexion R sont modélisées par les fonctions suivantes (voir chapitre 4) :

$$T = \left| te^{i\phi} + \frac{\gamma_{rad}}{i(\omega - \omega_0) + \gamma_{rad} + \gamma_{abs}} \right|^2 \quad (C.1)$$

$$R = \left| re^{i\psi} + \frac{\gamma_{rad}}{i(\omega - \omega_0) + \gamma_{rad} + \gamma_{abs}} \right|^2 \quad (C.2)$$

Pour chaque simulation, on considère simultanément la courbe de transmission et celle de réflexion en minimisant la quantité suivante :

$$|T_{simu} - T| + |R_{simu} - R| \quad (C.3)$$

où T_{simu} et R_{simu} sont les données issues de la simulation FDTD. On en extrait les valeurs des taux de pertes γ_{rad} , γ_{abs} et ω_0 , la fréquence de résonance.

Les figures C.1, C.2, C.3 et C.4 comparent pour les différentes gammes de longueur d'onde le spectre en transmission et en réflexion issu de la simulation FDTD et le spectre en transmission et en réflexion obtenu par les formules de T et R avec les valeurs des taux de pertes issues de l'ajustement. On remarque que sur les simulations SWIR et LWIR, la transmission maximale n'est pas exactement à 1 comme cela devrait être le cas pour un métal parfait (la réflexion correspondante est, elle, bien à 0). Cela est une incertitude due au calcul du logiciel Lumerical.

Les figures C.5, C.6, C.7 et C.8 présentent les résultats obtenus dans le cas où le métal utilisé pour les simulations est l'Au.

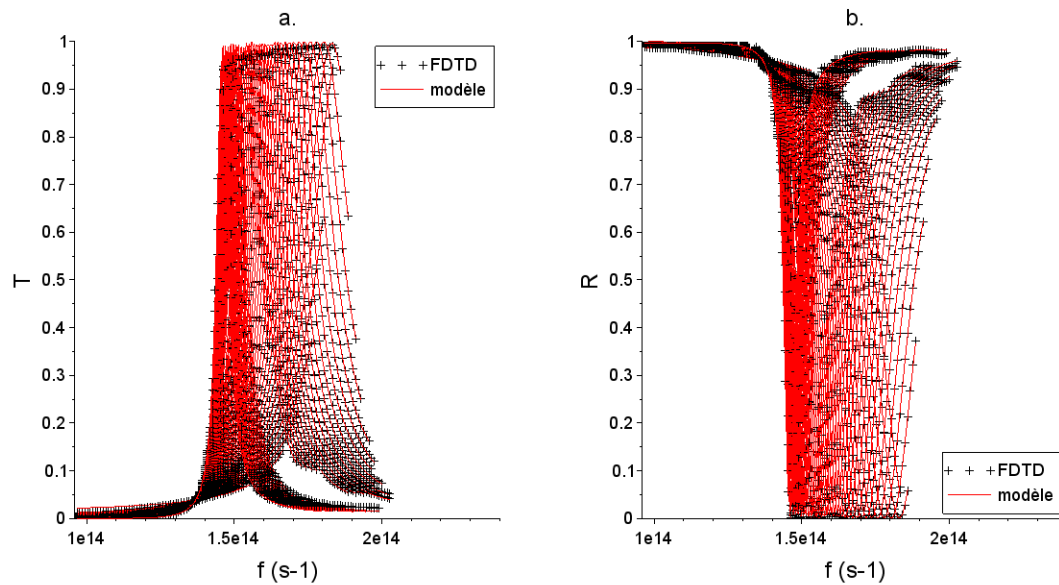


FIGURE C.1 – Résultats en transmission a. et en réflexion b. pour les simulations SWIR métal parfait.

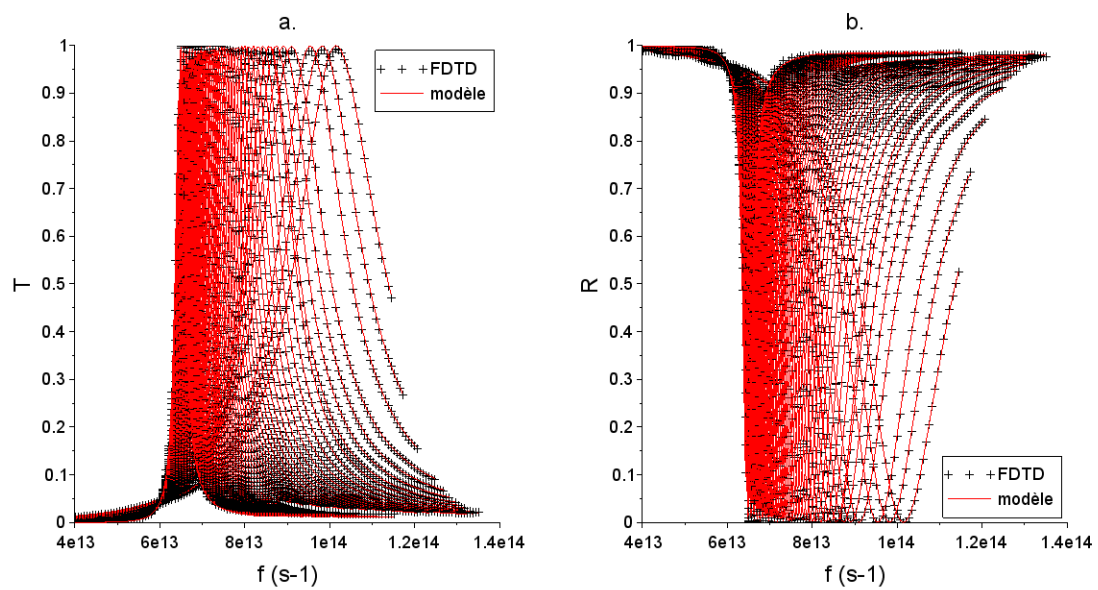


FIGURE C.2 – Résultats en transmission a. et en réflexion b. pour les simulations MWIR1 métal parfait.

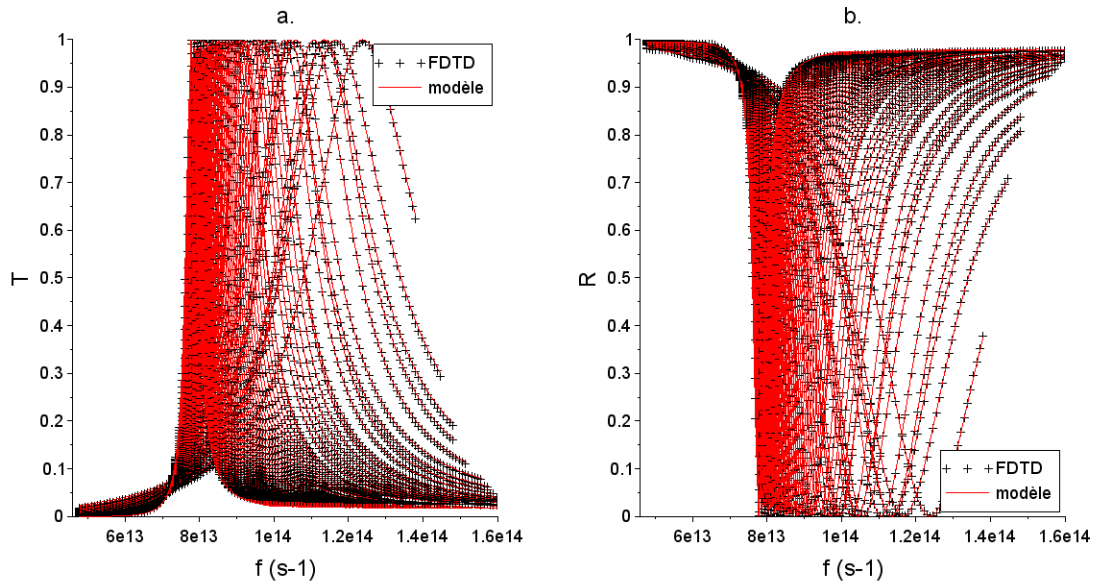


FIGURE C.3 – Résultats en transmission a. et en réflexion b. pour les simulations MWIR2 métal parfait.

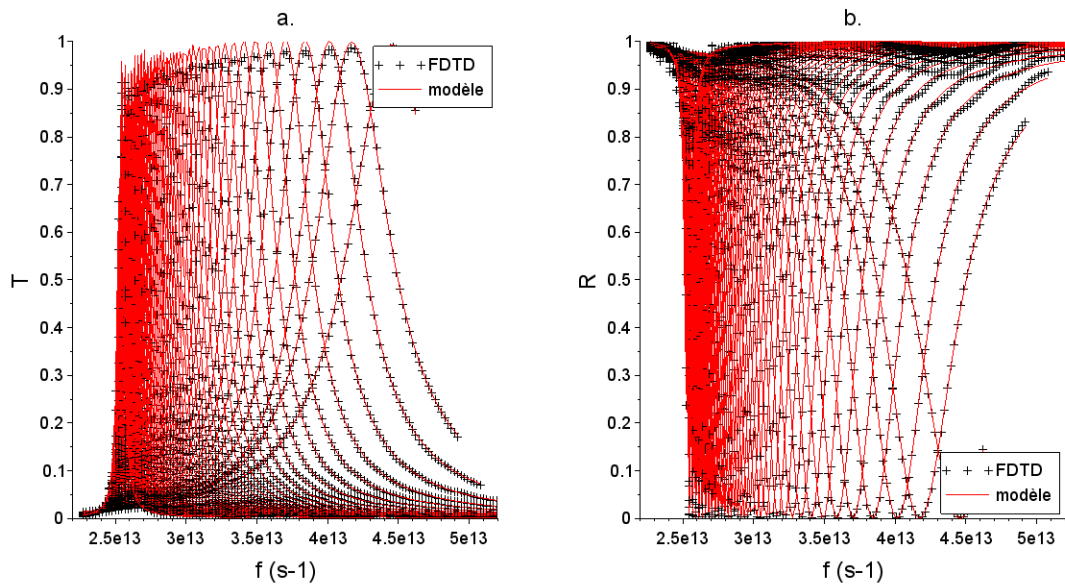


FIGURE C.4 – Résultats en transmission a. et en réflexion b. pour les simulations LWIR métal parfait.

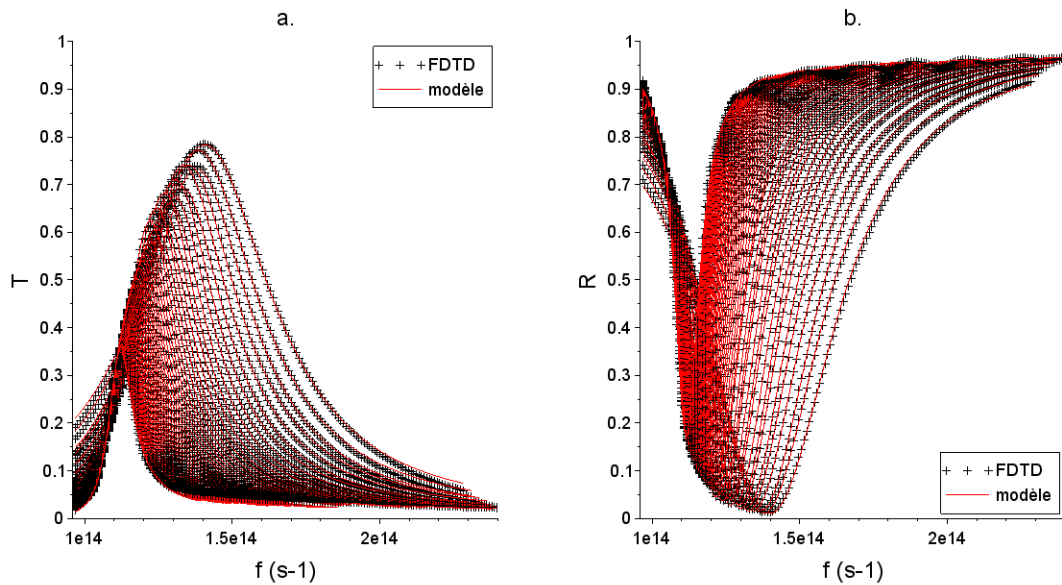


FIGURE C.5 – Résultats en transmission a. et en réflexion b. pour les simulations SWIR métal réel.

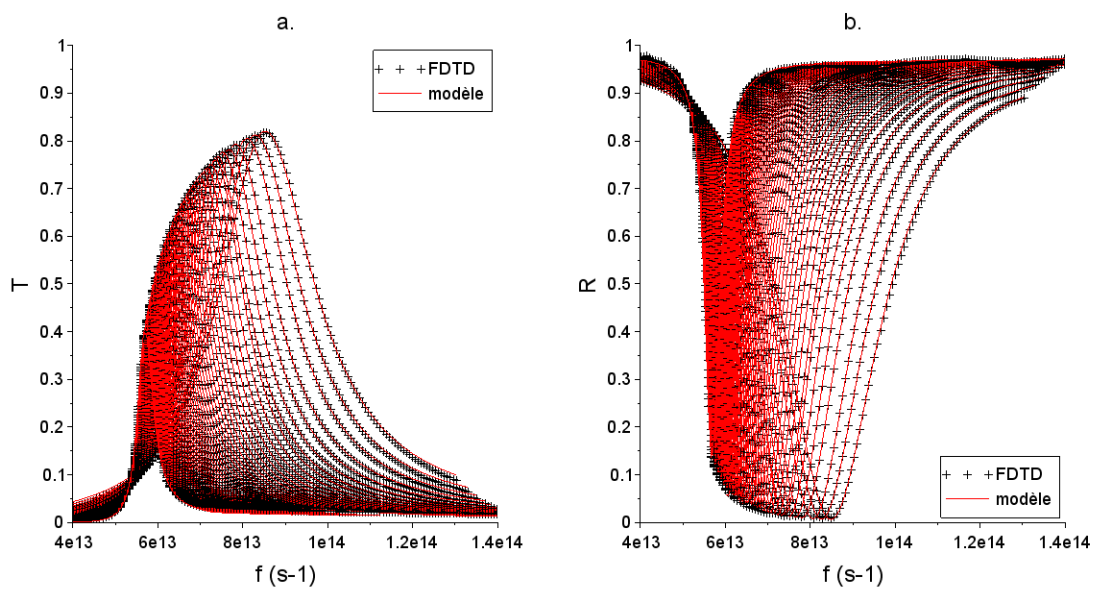


FIGURE C.6 – Résultats en transmission a. et en réflexion b. pour les simulations MWIR1 métal réel.

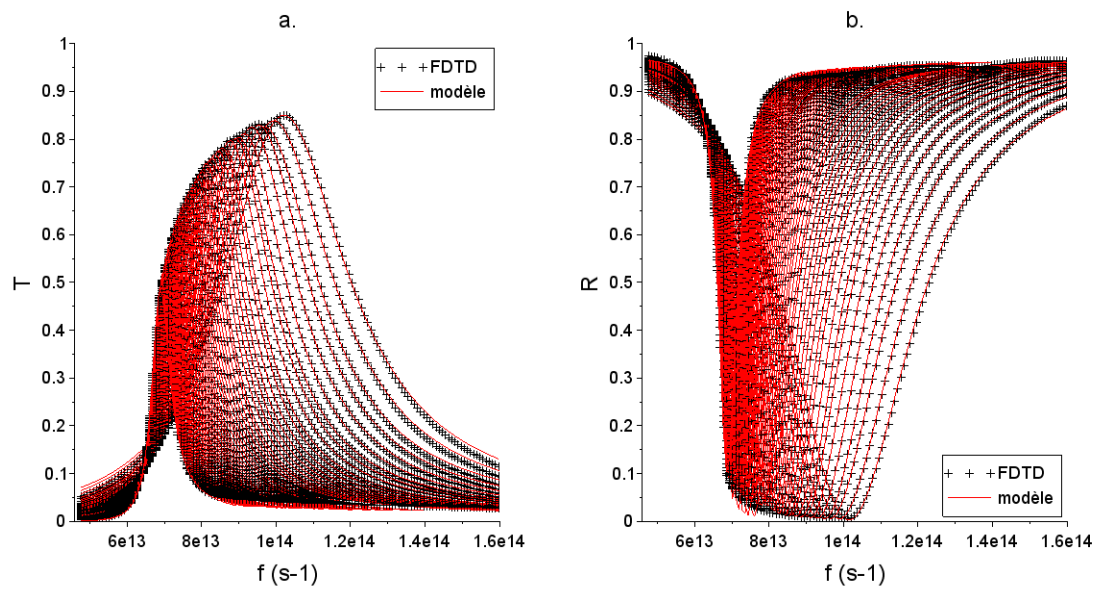


FIGURE C.7 – Résultats en transmission a. et en réflexion b. pour les simulations MWIR2 métal réel.

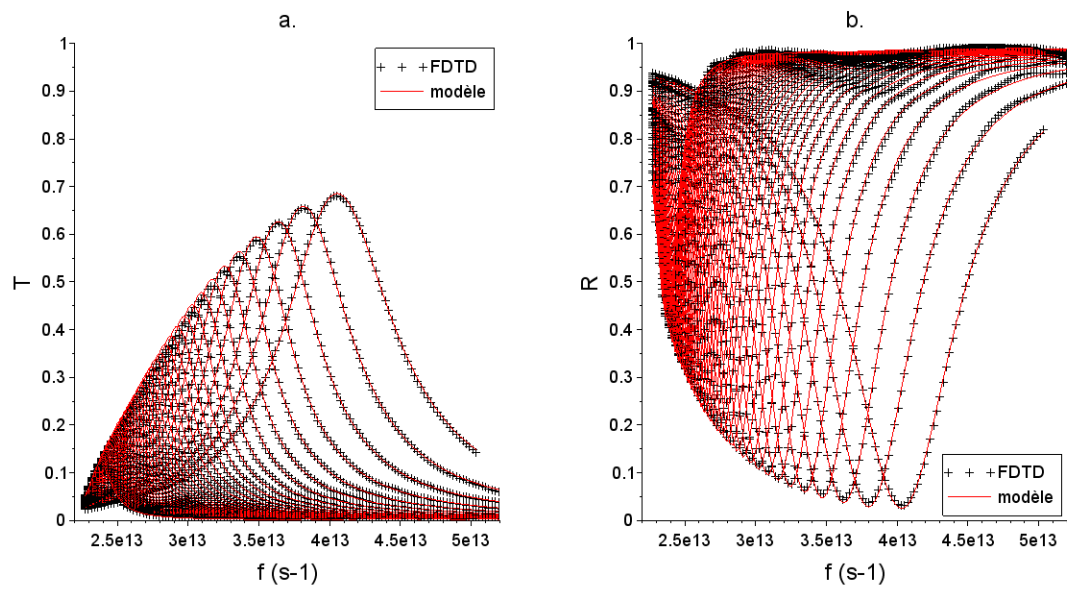


FIGURE C.8 – Résultats en transmission a. et en réflexion b. pour les simulations LWIR métal réel.

Références

- [Abeles1972] F. ABELÈS. *Optical Properties of Solids*. Sous la dir. de North-Holland Publishing COMPANY. North-Holland Publishing Company, 1972.
- [Ade2006] Peter A.R. ADE et al. « A Review of Metal Mesh Filters ». In : *Proceedings of SPIE* 6275 (2006), 62750U.
- [Alaridhee2015] T. ALARIDHEE et al. « Transmission properties of slanted annular aperture arrays. Giant energy deviation over sub-wavelength distance ». In : *Optics Express* 23.9 (2015), p. 11687–11701.
- [Baida2004] F. I. BAIDA et al. « Origin of the super-enhanced light transmission through a 2-D metallic annular aperture array : a study of photonic bands ». In : *Applied Physics B* 79 (2004), p. 1–8.
- [Baida2009] Fadi I. BAIDA et al. « Extraordinary transmission beyond the cut-off through sub-lambda annular aperture arrays ». In : *Optics Communications* 282 (2009), p. 1463–1466.
- [Bethe1944] H. A. BETHE. « Theory of Diffraction by Small Holes ». In : *The Physical Review* 66 (1944), p. 163–182.
- [Bossard2006] Jeremy A. BOSSARD et al. « The Design and Fabrication of Planar Multiband Metallodielectric Frequency Selective Surfaces for Infrared Applications ». In : *IEEE Transactions on Antennas and Propagation* 54 (2006), p. 1265–1276.
- [Bouwkamp1954] C J BOUWKAMP. « Diffraction Theory ». In : *Reports on Progress in Physics* 17 (1954), p. 35–100.
- [Burgos2013] Stanley P. BURGOS, Sozo YOKOGAWA et Harry A. ATWATER. « Color Imaging via Nearest Neighbor Hole Coupling in Plasmonic Color Filters Integrated onto a Complementary Metal-Oxide Semiconductor Image Sensor ». In : *ACS Nano* 7.11 (2013), p. 10038–10047.
- [Carretero-Palacios2012] S. CARRETERO-PALACIOS et al. « Effect of film thickness and dielectric environment on optical transmission through subwavelength holes ». In : *Physical Review B* 85 (2012), p. 035417.
- [Chen2015] Yuanyuan CHEN et al. « Effective wavelength scaling of rectangular aperture antennas ». In : *Optics Express* 23.8 (avr. 2015), p. 10385–10395.
- [Collin2014] Stéphane COLLIN. « Nanostructure arrays in free-space : optical properties and applications ». In : *Reports on Progress in Physics* 77 (2014), p. 126402.
- [Commandre2015] Mireille COMMANDRÉ et al. « Design, fabrication and characterization of resonant metamaterial filters for infrared multispectral imaging ». In : *Thin Solid Films* xx (2015), p. xx.

- [Daniels2010] Arnold DANIELS. *Field Guide to Infrared Systems, Detectors and FPAs - Second Edition*. Sous la dir. de SPIE. SPIE, 2010.
- [Degiron2004] A. DEGIRON et al. « Optical transmission properties of a single subwavelength aperture in a real metal ». In : *Optics Communications* 239 (2004), p. 61–66.
- [Duperron2013] Matthieu DUPERRON. « Conception et caractérisation de nanoantennes plasmoniques pour la photodétection infrarouge refroidie ». Thèse de doct. Université de Technologie de Troyes, 2013.
- [Ebbesen1998] T. W. EBBESEN et al. « Extraordinary optical transmission through sub-wavelength hole arrays ». In : *Nature* 391 (1998), p. 667–669.
- [Edelman2012] G. J. EDELMAN et al. « Hyperspectral imaging for non-contact analysis of forensic traces ». In : *Forensic Science International* 223.1-3 (2012), p. 28–39.
- [Fan2003] Shanhui FAN et J. D. JOANNOPOULOS. « Temporal coupled-mode theory for the Fano resonance in optical resonators ». In : *Journal of the Optical Society of America A* 20 (2003), p. 569–572.
- [Fan2005] Wenjun FAN et al. « Enhanced mid-infrared transmission through nanoscale metallic coaxial-aperture arrays ». In : *Optics Express* 13 (2005), p. 4406–4413.
- [Frey2011] Laurent FREY et al. « Color filters including infrared cut-off integrated on CMOS image sensor ». In : *Optics Express* 19 (2011), p. 13073–13080.
- [Garcia-Vidal2010] F. J. GARCIA-VIDAL et al. « Light passing through subwavelength apertures ». In : *Reviews of Modern Physics* 82 (2010), p. 729.
- [Gat2000] Nahum GAT. « Imaging Spectroscopy Using Tunable Filters : A Review ». In : *Proc. SPIE, Wavelet Applications VII* 4056 (2000), p. 50–64.
- [Ginn2009] J. GINN et al. « Altered infrared metamaterial performance through metal resonance damping ». In : *Journal of Applied Physics* 105 (2009), p. 074304.
- [Girard-Desprolet2015] Romain GIRARD-DESPROLET. « Filtrage spectral plasmonique à base de nanostructures métalliques adaptée aux capteurs d’image CMOS ». Thèse de doct. Université Grenoble Alpes, 2015.
- [GirardDesprolet2013] Romain GIRARD-DESPROLET et al. « Angular and polarization properties of cross-holes nanostructured metallic filters ». In : *Optics Express* 21 (2013), p. 29412–29424.
- [Goetz2009] Alexander F. H. GOETZ. « Three decades of hyperspectral remote sensing of the Earth : A personal view ». In : *Remote Sensing of the Environment* 113 (2009), S5–S16.
- [Gomez-Sanchis2008] J. GOMEZ-SANCHIS et al. « Hyperspectral system for early detection of rottenness caused by *Penicillium digitatum* in mandarins ». In : *Journal of Food Engineering* 89.1 (2008), p. 80–86.
- [Gordon2005] Reuven GORDON et Alexandre G. BROLO. « Increased cut-off wavelength for a subwavelength hole in a real metal ». In : *Optics Express* 13 (2005), p. 1933.

-
- [Govender2007] M. GOVENDER, K. CHETTY et H. BULCOCK. « A review of hyperspectral remote sensing and its application in vegetation and water resource studies ». In : *Water SA* 33.2 (2007), p. 145–151.
- [Gowen2007] A. A. GOWEN et al. « Hyperspectral imaging - an emerging process analytical tool for food quality and safety control ». In : *Trends in Food Science & Technology* 18.12 (2007), p. 590–598.
- [Haus1984] Hermann A. HAUS. *Waves and Fields in Optoelectronics*. Sous la dir. de Nick Holonyak JR. Prentice-Hall series in solid state physical electronics, 1984.
- [Hunter2001] Ian C. HUNTER. *Theory and Design of Microwave Filters (IEE Electromagnetic Waves Series)*. IEE Electromagnetic Waves Series. The Institution of Engineering et Technology, 2001.
- [Jackson2001] John David JACKSON. *Électrodynamique classique*. Sous la dir. de DUNOD. Dunod, 2001.
- [Johnson1972] P. B. JOHNSON et R. W. CHRISTY. « Optical Constants of the Noble Metals ». In : *Physical Review B* 6.12 (1972), p. 4370–4379.
- [Jung2014] Young Uk JUNG et al. « Wavelength Selective Surface plasmons Enhanced Infrared Photodetectors ». In : *Systems, Applications and Technology Conference (LISAT), 2014 IEEE Long Island*. 2014.
- [Kaufmann2010] P. KAUFMANN et al. « Selective Spectral Detection of Continuum Terahertz Radiation ». In : *Proc. of SPIE*. T. 7741. 2010, p. 774125.
- [Khurgin2009] J. B. KHURGIN et G. SUN. « Enhancement of light absorption in a quantum well by surface plasmon polariton ». In : *Applied Physics Letters* 94 (2009), p. 191106.
- [Khurgin2015] Jacob B. KHURGIN. « How to deal with the loss in plasmonics and metamaterials ». In : *Nature Nanotechnology* 10 (2015), p. 2–6.
- [Kittel1986] Charles KITTEL. *Introduction to Solid State Physics - Sixth Edition*. Sous la dir. de WILEY. Wiley, 1986.
- [Kristensen2004] Ryan T. KRISTENSEN, John F. BEAUSANG et David M. DEPOY. « Frequency selective surfaces as near-infrared electromagnetic filters for thermophotovoltaic spectral control ». In : *Journal of Applied Physics* 95 (2004), p. 4845–4851.
- [Labeke2006] Daniel Van LABEKE et al. « An angle-independent Frequency Selective Surface in the optical range ». In : *Optics Express* 14 (2006), p. 11945.
- [Laux2008] Eric LAUX et al. « Plasmonic photon sorters for spectral and polarimetric imaging ». In : *Nature Photonics* 2 (2008), p. 161–164.
- [Lee2007] Hong-Shik LEE et al. « Color filter based on a subwavelength patterned metal grating ». In : *Optics Express* 15 (2007), p. 15457–15463.
- [Lee2012] Hyun Seok LEE et al. « Loss mechanisms of surface plasmon polaritons propagating on a smooth polycrystalline Cu surface ». In : *Optics Express* 20 (2012), p. 8974–8981.
- [Lesmanne2015] Emeline LESMANNE et al. « Temporal coupled mode theory of standing wave resonant cavities for infrared photodetection ». In : *Optics Express* 23.6 (mar. 2015), p. 7385–7399.
-

- [Li2011] Ping-Chun LI et al. « Experimental realization and modeling of a sub-wavelength frequency-selective plasmonic metasurface ». In : *Applied Physics Letters* 99 (2011), p. 221106.
- [Liang2012] Haida LIANG. « Advances in multispectral and hyperspectral imaging for archaeology and art conservation ». In : *Applied Physics A : Materials Science & Processing* 106 (2012), p. 309–323.
- [Lin2009] L LIN, L. B. HANDE et A. ROBERTS. « Resonant nanometric cross-shaped apertures : Single apertures versus periodic arrays ». In : *Applied Physics Letters* 95 (2009), p. 201116.
- [Lu2013] Guolan LU et Baowei FEI. « Medical hyperspectral imaging : a review ». In : *Journal of Biomedical Optics* 19 (2013), p. 010901.
- [Macleod2010] H. Angus MACLEOD. *Thin-Film Optical Filters*. Sous la dir. de CRC PRESS. CRC Press, 2010.
- [Maier2007] Stefan Alexander MAIER. *Plasmonics - Fundamentals and Applications*. Sous la dir. de SPRINGER. Springer, 2007.
- [Mandel2013] Isroel M. MANDEL et al. « Photon sorting in the near field using sub-wavelength cavity arrays in the near-infrared ». In : *Applied Physics Letters* 103 (2013), p. 251116.
- [Merrell2012] Willie C MERRELL-II et al. « Compact Micromachined Infrared Band-pass Filters for Planetary Microscopy ». In : *Applied Optics* 51 (2012), p. 3046–3053.
- [Monacelli2005] Brian MONACELLI et al. « Infrared Frequency Selective Surface Based on Circuit-Analog Square Loop Design ». In : *IEEE Transactions on Antennas and Propagation* 53 (2005), p. 745–752.
- [Moreau2003] A. MOREAU et al. « Light transmission by subwavelength square coaxial aperture arrays in metallic films ». In : *Optics Express* 11.10 (2003), p. 1131–1136.
- [Munk2000] Ben A. MUNK. *Frequency Selective Surfaces, Theory and Design*. Sous la dir. de Wiley INTERSCIENCE. Wiley Interscience, 2000.
- [Ndao2013] Abdoulaye NDAO et al. « Slanted annular aperture arrays as enhanced-transmission metamaterials : Excitation of the plasmonic transverse electromagnetic guided mode ». In : *Applied Physics Letters* 103 (2013), p. 211901.
- [Nosal2009] Samuel NOSAL. « Modélisation électromagnétique de structures périodiques et matériaux artificiels Application à la conception d'un radôme passe-bande ». Thèse de doct. Ecole Centrale Paris, 2009.
- [Olkkonen2005] Juuso OLKKONEN, Kari KATAJA et Dennis G. HOWE. « Light transmission through a high index dielectric-filled sub-wavelength hole in a metal Film ». In : *Optics Express* 13 (2005), p. 6980–6989.
- [Olmon2012] Robert L. OLMON et al. « Optical dielectric function of gold ». In : *Physical Review B* 86 (2012), p. 235147.
- [Oussalah2015] Meihdi OUSSALAH et al. « Multispectral thin film coating on infrared detector ». In : *Proc. SPIE, Optical Systems Design 2015 : Advances in Optical Thin Films V* 9627 (2015), 96271W.

-
- [Palik1998] Edward D. PALIK. *Handbook of optical constants of solids*. Sous la dir. de ? ?, 1998.
- [LePerchec2011] J. Le PERCHEC et al. « High rejection bandpass optical filters based on subwavelength metal patch arrays ». In : *Optics Express* 19.17 (2011), p. 15720–15731.
- [LePerchec2007] Jérôme Le PERCHEC. « Localisations et Exaltations de la Lumière dans des Structures Métalliques Sub-Longueur d’Onde ». Thèse de doct. Université Joseph Fourier - Grenoble, 2007.
- [Perez1996] José-Philippe PÉREZ. *Optique : Fondements et applications*. Sous la dir. de MASSON. Masson, 1996.
- [Peters2009] D. W. PETERS et al. « Infrared Frequency Selective Surfaces for Sensor Applications ». In : *Proceedings of SPIE* 7298 (2009), p. 72983L.
- [Popov2004] Evgeny POPOV et al. « Enhanced transmission due to nonplasmon resonance in one- and two-dimensional gratings ». In : *Applied Optics* 43 (2004), p. 999–1008.
- [Poujet2007] Yannick POUJET, Jérôme SALVI et Fadi Issam BAIDA. « 90 percent Extraordinary optical transmission in the visible range through annular aperture metallic arrays ». In : *Optics Express* 32.20 (2007), p. 2942–2944.
- [Qiang2005] R QIANG et al. « Modelling of infrared bandpass filters using three dimensional FDTD method ». In : *Electronics Letters* 41 (2005), p. 914–915.
- [Rakic1998] Aleksandar D. RAKIC et al. « Optical properties of metallic films for vertical-cavity optoelectronic devices ». In : *Applied Optics* 37.22 (1998), p. 5271–5283.
- [Raynolds2003] James E. RAYNOLDS et al. « Ohmic loss in frequency-selective surfaces ». In : *Journal of Applied Physics* 93 (2003), p. 5346–5356.
- [Reed1998] Jeffrey A. REED et Dale M. BYRNE. « Frequency-selective surfaces with multiple apertures within a periodic cell ». In : *Journal of Optical Society of America A* 15 (1998), p. 660–668.
- [Reibel2011] Yann REIBEL et al. « Infrared dual-band detectors for next generation ». In : *Proc. SPIE 8012, Infrared Technology and Applications XXXVII* 8012 (2011), p. 801238.
- [Roberts2011] A. ROBERTS et L. LIN. « Substrate and aspect-ratio effects in resonant nanoapertures arrays ». In : *Optical Materials Express* 1 (2011), p. 480–488.
- [Rogalski2005] A ROGALSKI. « HgCdTe infrared detector material : history, status and outlook ». In : *Reports on Progress in Physics* 68 (2005), p. 2267–2336.
- [Rogalski2009] A ROGALSKI, J. ANTOSZEWSKI et L. FARAONE. « Third-generation infrared photodetector arrays ». In : *Applied Physics Reviews* 105 (2009), p. 091101.
- [Sakat2011] Emilie SAKAT et al. « Guided mode resonance in subwavelength metallodielectric free-standing grating for bandpass filtering ». In : *Optics Letters* 36 (2011), p. 3054–3056.
-

- [Sako2008] Shogeyuki SAKO et al. « Developing Metal Mesh Filters for Mid-Infrared Astronomy of 25 to 40 micron ». In : *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers* 7018 (2008), p. 701853.
- [Smith2003] Howard A. SMITH, M. REBBERT et O. STERNBERG. « Designer infrared filters using stacked metal lattices ». In : *Applied physics letters* 82.21 (2003), p. 3605–3607.
- [Suh2004] Wonjoo SUH, Zheng WANG et Shanhui FAN. « Temporal Coupled-Mode Theory and the Presence of Non-Orthogonal Modes in Lossless Multimodes Cavities ». In : *IEEE Journal of Quantum Electronics* 40 (2004), p. 1511–1518.
- [Sun2008] Zhijun SUN et Qi LIN. « Study of a Fabry-Pérot-Like Microcavity With Sandwiched Metal Gratings for Tunable Filter Arrays ». In : *IEEE Photonics Technology Letters* 20.20 (juil. 2008), p. 1157–1159.
- [Talgader2012] Joseph J TALGHADER, Anand S GAWARIKAR et Ryan P SHEA. « Spectral selectivity in infrared thermal detection ». In : *Light : Science & Applications* 1 (2012), e24.
- [Tompkins2005] Harland G. TOMPKINS et Eugene A. IRENE, éd. *Handbook of Ellipsometry*. William Andrew publishing et Springer, 2005.
- [Verslegers2010] Lieven VERSLEGERS et al. « Temporal coupled-mode theory for resonant apertures ». In : *Journal of Optical Society of America B* 27 (2010), p. 1947–1956.
- [Vial2013] Benjamin VIAL. « Étude de résonateurs électromagnétiques ouverts par approche modale. Application au filtrage multispectral dans l'infrarouge. » Thèse de doct. Ecole Centrale Marseille, 2013.
- [Ye2004] Y.-H. YE et Jia-Yu ZHANG. « Middle-infrared transmission enhancement through periodically perforated metal films ». In : *Applied Physics Letters* 84.16 (2004), p. 2977–2979.
- [Yoon2012] Jae Woong YOON et al. « Analytic Theory of the Resonance Properties of Metallic nanoslits Arrays ». In : *IEEE Journal of Quantum Electronics* 48 (2012), p. 852–861.
- [Yu2015] Faxin YU et al. « Temporal Coupled-Mode Theory and the Combined Effect of Dual Orthogonal Resonant Modes in Microstrip Bandpass Filters ». In : *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* 63 (2015), p. 403–413.
- [Yu2014] Miao YU et al. « Infrared transparent frequency selective surface based on metallic meshes ». In : *AIP Advances* 4 (2014), p. 027112.
- [Yu2010] Zongfu YU, Aaswath RAMAN et Shanhui FAN. « Fundamental limit of nanophotonic light trapping in solar cells ». In : *PNAS* 107.41 (2010), p. 17491–17496.
- [Yu2012] Zongfu YU, Aaswath RAMAN et Shanhui FAN. « Thermodynamic Upper Bound on Broadband Light Coupling with Photonic Structures ». In : *Physical Review Letters* 109 (2012), p. 173901.
- [Zhang2007] Jingyu ZHANG et al. « Infrared transmission resonances in double-layered, complementary-structure metallic gratings ». In : *Optics Express* 15 (2007), p. 8737–8744.

Publications et brevet

Publications avec relecture par les pairs

- E. Lesmanne, R. Espiau de Lamaestre, D. Fowler, S. Boutami et G. Badano. "Temporal coupled mode theory of standing wave resonant cavities for infrared photodetection", *Optics Express*, 2015, 23, 7385-7399
- E. Lesmanne, R. Espiau de Lamaestre, S. Boutami, C. Durantin, L. Dussopt et G. Badano. "Multispectral Detection with Metal-Dielectric Filters : An Investigation in Several Wavelength Bands with Temporal Coupled-Mode Theory", *Journal of Electronics Materials*, 2016, 45, 4603-4606

Présentations en conférence

- II-VI Workskop, Chicago (États-Unis), 5-8 octobre 2015. Cette conférence a donné lieu à l'article publié dans le *Journal of Electronic Materials*.
- OPTRO 2016, Paris (France), du 2 au 4 février 2016.

Brevet

Le dépôt d'une demande de brevet est en cours : "Composant pour la détection d'un rayonnement électromagnétique dans une gamme de longueurs d'onde et procédé de fabrication d'un tel composant", Giacomo Badano et Emeline Lesmanne.

Résumé

Cette thèse a pour objet l'étude des surfaces sélectives en fréquence comme filtres pour l'imagerie multispectrale infrarouge. Les surfaces sélectives en fréquence en transmission sont composées d'une couche métallique percée d'ouvertures périodiques résonantes. La longueur d'onde de résonance et le gabarit du filtre (transmission, largeur à mi-hauteur) dépendent de paramètres géométriques latéraux, ce qui permet d'envisager la conception de matrices multispectrales de pixels. Un modèle théorique utilisant la théorie temporelle des modes couplés sera utilisé pour mettre en évidence les mécanismes du fonctionnement de ces structures dans le domaine de l'infrarouge ($\lambda=1-12 \mu\text{m}$), où les métaux sont absorbants. Dans le cadre de cette théorie, des taux de pertes radiatifs et par absorption métallique seront calculés et commentés. Des simulations en FDTD (Finite Difference Time Domain) seront effectuées pour comparaison avec le modèle. De plus, des empilements prenant en compte les contraintes technologiques seront simulés et analysés et permettront de définir les composantes d'un empilement optimal en terme de géométrie et de paramètres matériau (choix des indices optiques). La tolérance à l'angle d'incidence de ces filtres sera également étudiée.

Mots-clés : photonique, détection, multispectral, filtrage, métal, infrarouge.

Abstract

This thesis investigates frequency selective surfaces as filters for infrared multispectral imaging. Frequency selective surfaces for the transmission of light are made of a metallic layer etched with periodic resonant apertures. The resonance wavelength and the filter's parameters (transmission, full width at half maximum) depend on lateral geometrical parameters, facilitating the design and integration of filters on the focal plane array of the detector. A theoretical model using the temporal coupled mode theory will be used to highlight key parameters of the physics of these structures at infrared wavelengths ($\lambda=1-12 \mu\text{m}$), where metals are absorbing. Radiative and absorptive loss rates will be calculated and commented. FDTD (Finite Difference Time Domain) simulations will be made and compared with the model. Furthermore, optical stacks taking into account technological constraints will be simulated and analyzed and will allow us to define an optimal optical stack, considering geometrical and material parameters (choice of optical indexes). The filters' angular tolerance will be considered.

Keywords : photonics, detection, multispectral, filtering, metal, infrared.