



HAL
open science

Concentrateurs luminescents pour l'imagerie active dans le SWIR

Lisa Lopez

► **To cite this version:**

| Lisa Lopez. Concentrateurs luminescents pour l'imagerie active dans le SWIR. Optique [physics.optics]. Université Paris-Saclay, 2023. Français. NNT : 2023UPASP202 . tel-04440873

HAL Id: tel-04440873

<https://pastel.hal.science/tel-04440873>

Submitted on 6 Feb 2024

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.

Concentrateurs luminescents pour l'imagerie active dans le SWIR

Luminescent concentrators for active imaging in the SWIR

Thèse de doctorat de l'université Paris-Saclay

École doctorale n° 572 : ondes et matière (EDOM)
Spécialité de doctorat : Physique
Graduate School : Physique. Référent : Institut d'Optique

Thèse préparée dans les unités de recherche Université Paris-Saclay, Institut d'Optique Graduate School, CNRS, Laboratoire Charles-Fabry, 91127, Palaiseau, France, sous la direction de **Patrick GEORGES**, Directeur de recherche et la co-direction de **François BALEMBOIS**, Professeur des Universités.

Thèse soutenue à Paris-Saclay, le 11 décembre 2023, par

Lisa LOPEZ

Composition du Jury

Gilles TESSIER Professeur des Universités, Sorbonne Université	Président
Olivier MUSSET Professeur des Universités, Université de Bourgogne	Rapporteur et Examinateur
Patrice CAMY Professeur des Universités, Université de Caen	Rapporteur et Examinateur
Sylvie PAOLACCI-RIERA Responsable Innovation, Pôle Architecture et Techniques des systèmes de Senseurs Domaine Photonique - POC Quantique, Agence Innovation DGA	Examinatrice
Sophie KAZAMIAS Professeure des Universités, Université Paris-Saclay	Examinatrice

Titre : Concentrateurs luminescents pour l'imagerie active dans le SWIR

Mots clés : concentrateur luminescent, Short-Wave Infrared (SWIR), source incohérente, imagerie active.

Résumé : La bande de longueurs d'onde SWIR (Short Wave Infrared $1\ \mu\text{m}$ - $3\ \mu\text{m}$) est très intéressante en imagerie car elle permet de collecter des informations différentes et complémentaires de l'imagerie visible. Elle nécessite d'utiliser des sources d'éclairage spécifique qui, idéalement, sont des sources incohérentes à large spectre, combinant une forte puissance (pour éclairer un grand champ) et une forte luminance (éclairer à grande distance). Ce type de source n'existe pas actuellement. L'objectif de la thèse est d'étudier s'il est possible d'utiliser des milieux laser émettant dans le SWIR non pas pour leur émission stimulée mais pour leur émission spontanée.

Dans un premier temps nous voyons comment collecter l'émission spontanée avec la géométrie des concentrateurs luminescents qui concentrent la lumière par réflexions totales internes. Puis les résultats sont présentés à partir de trois cristaux commerciaux : Cr :ZnSe, Er :Cr :YSGG et CTH :YAG. Ces trois cristaux nous permettent de couvrir une grande partie de la bande du SWIR et atteignent une nouvelle combinaison de puissance (1W) et de luminance ($21\ \text{W}/\text{cm}^2/\text{sr}$) inaccessible aux sources actuelles. Ces premiers résultats montrent le potentiel des concentrateurs luminescents pour réaliser de nouvelles sources d'éclairage dans le SWIR.

Title : Luminescent concentrator for active imaging in the SWIR

Keywords : Luminescent concentrator, Short-Wave Infrared (SWIR), incoherent source, active imaging.

Abstract : The SWIR (Short Wave Infrared $1\ \mu\text{m}$ - $3\ \mu\text{m}$) wavelength band is very interesting for imaging, as it enables us to gather information that is different from and complementary to visible imaging. It requires the use of specific illumination sources which, ideally, are incoherent broad-spectrum sources, combining high power (to illuminate a large field) and high luminance (to illuminate at great distances).

This type of source does not currently exist. The aim of this thesis is to study whether it is possible to use laser media emitting in the SWIR not for their stimulated emission, but for their spontaneous

emission.

First we see how to collect the spontaneous emission with the geometry of luminescent concentrators that concentrate the light by total internal reflections. The results are then presented using three commercial crystals: Cr :ZnSe, Er :Cr :YSGG and CTH :YAG. These three crystals enable us to cover a large part of the SWIR band and achieve a new combination of power (1W) and luminance ($21\ \text{W}/\text{cm}^2/\text{sr}$) unattainable with current sources. These initial results demonstrate the potential of luminescent concentrators to create new sources of illumination in the SWIR.



Thèse préparée au

Laboratoire Charles-Fabry de l'Institut d'Optique

Groupe Lasers

2 avenue Augustin Fresnel

91127, Palaiseau CEDEX

Remerciements

Ces trois années de thèse (qui sont passées comme un mois) ont été très enrichissantes autant d'un point de vue scientifique qu'humain. En effet les concentrateurs luminescents aussi passionnants soient-ils, n'étaient pas l'unique raison qui me motivait à me réveiller tous les matins. J'ai eu la chance d'être très entourée dans mon milieu professionnel comme dans ma vie personnelle pendant ce voyage qu'est le doctorat.

Tout d'abord je remercie Patrice Camy et Olivier Musset d'avoir accepté de rapporter mon manuscrit ainsi que Gilles Tessier, Sylvie Paolacci-Riera et Sophie Kazamias pour leur participation au jury. Sans eux, je ne pourrais pas me vanter d'être aujourd'hui Docteur en physique.

Ensuite je voudrais remercier celui qui m'a fait tomber sous le charme des concentrateurs luminescent et qui m'a contaminé avec le virus de la physique des concentrateurs. Virus qui, à priori, continue à bien se propager et d'après mes prévisions d'ici 2100 on devrait pouvoir contaminer toute la planète ! Plus sérieusement, merci à François Balembos d'avoir accepté de m'encadrer sur ce sujet. Si j'ai apprécié ma thèse c'est autant grâce au sujet très intéressant que par ton encadrement. Toujours très humains et énergique. Lors de nos réunions multiples et plus ou moins organisées, tu as créé un espace de discussion ouvert dans lequel je pouvais dire tout ce qui me passait par la tête sans peur du jugement ou de dire une bêtise. A la fin, je finissais toujours remontée à bloc et prête à sauter dans le laboratoire pour mettre en place les différentes idées plus ou moins farfelues qui venaient d'émerger ! Merci pour le temps que tu m'as consacré et merci de me garder encore un peu dans ton équipe.

Cette thèse n'aurait pas été possible sans Patrick Georges qui a accepté d'être mon directeur de thèse. De plus ta présence au quotidien pour prendre des nouvelles ou avoir un mot gentil suffisait à transmettre ta bonne humeur communicative. De plus ton œil plus extérieur au sujet m'ont de nombreuses fois permis de gagner en qualité sur mes différents travaux à travers tes relectures et tes remarques très pertinentes. En conclusion tu as été à 90% parfait dans ce rôle de directeur de thèse et pour gagner les derniers 10% il faudrait juste... Acheter un canapé !

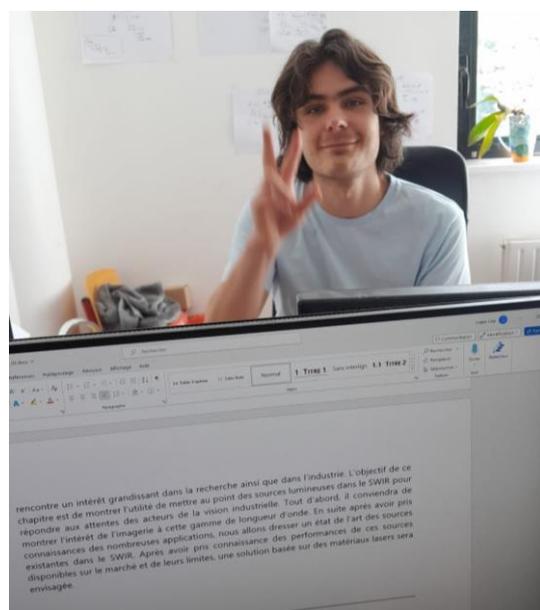
Cela m'amène à la suite de mes remerciements car Patrick n'est pas seulement mon directeur de thèse mais il est aussi à la tête du groupe Lasers. Ce groupe dans lequel j'ai réalisé ma thèse qui est à son image : dynamique, bienveillant et passionné ! Merci à tous les membres du groupe Lasers pour l'atmosphère qui y règne dans lequel on trouve toujours quelqu'un pour nous aider ou pour faire une pause, et ce en grande partie grâce aux permanents : François, Patrick, Marc, Frédéric, Gaëlle, Xavier, Sylvie et Catherine. Je remercie aussi les ingénieurs du laboratoire commun avec Amplitude : Florent Guichard, Yoann Zaouter et Michele Natile.

Je voulais d'ailleurs remercier tout particulièrement Frédéric car si j'avais dû définir un autre encadrant ce titre te serait revenu. Toujours disponible pour discuter de mes problèmes scientifiques ou d'aquariophilie, ou encore prendre des photos des expériences. Peu importe la problématique tu es débordant d'idées pour solutionner les problèmes !

Pierre Pichon a aussi été une des personnes les plus impliquées dans mon encadrement lors de son post-doc. Le grand manitou des concentrateurs luminescents qui a posé de nombreuses briques très solides pour constituer les bases de mon travail. Merci pour le temps que tu as passé à me donner toutes les clés des concentrateurs luminescent et du travail expérimental au sein du laboratoire Charles-Fabry.

A l'inverse de Pierre, Hussein Taleb lui m'a permis de finir la toiture de mon travail de thèse et pour cela je voulais l'en remercier. C'est grâce à son travail que j'ai pu mettre toutes les expériences que je voulais dans mon manuscrit tout en finissant en décembre : ma santé mentale t'en remercie ! De plus c'est un plaisir de travailler avec toi, toujours dans la bonne humeur et la rigueur qui peut parfois me faire défaut.

Je remercie aussi les doctorants qui m'ont accompagné. Notamment Nour Daher et Hippolyte Dupont qui ont tous deux eu l'honneur de partager mon bureau... Même si je ne suis pas encore sûre du fait que ce n'était pas une corvée ! Les deux ont été très complémentaire : j'ai assisté à la rédaction de Nour alors que Hippolyte a subi ma rédaction, Nour m'a aidé à mettre en place un aquarium, Hippolyte s'est lancé avec moi dans le recyclage et dans la culture d'autres types de vie que l'on ne mentionnera pas ici. Mais l'un comme l'autre ont été d'un soutien remarquable et sont devenus de véritables amis !



Une deuxième mention spéciale à Anahite Omoumi et Maxime Nourry-Martin qui ont commencé leur thèse en même temps que moi et qui ont fini en même temps que moi. C'était un plaisir de vivre toutes les étapes que représente la thèse à vos côtés notamment la rédaction où on n'en a pas laissé un derrière ! Bon je fais fuiter une des photos de façon

consentante avant que les autres fuient contre notre gré...



Un remerciement aussi à ceux que j'ai vu soutenir : Tiphaine Berberian, Quentin Bournet et Lucas Ranc. Je souhaite bon courage aux derniers doctorants arrivés dans le groupe et je donne mon ordre prévisionnel des soutenances : Qin Liu (Isabel), Hippolyte Dupont, Raphaël Humblot, Elio Thellier, Antoine Zheng, Pierre Lebegue et Gautier Parize. Je tiens aussi à remercier Mekha Vimal en post-doc au laboratoire et Albane Lapras qui est venu en stage avec nous pour nous faire un super plan de collage qui sert encore énormément !

Au-delà du groupe j'ai reçu énormément d'aide de personnes du laboratoire comme Lionel Jacobowicz qui m'a formé sur LightTools, Mondher Besbes qui m'a formé sur Comsol, l'atelier mécanique pour l'impression des posters et la conception de pièces mécaniques toujours très rapide et avec le sourire.

Une mention spéciale à Sophie Coumar et Clément Oriol de l'atelier d'Optique qui m'ont formé avec la plus grande bienveillance et rigueur aux joies du polissage ! Merci pour votre temps, pour les thés et autres douceurs et les discussions qui partent dans tous les sens mais avec vous on ne s'ennuie jamais ! Je n'ai pas fini de vous « embêter » avec mes matériaux exotiques.

J'ai eu la chance d'encadrer les passionnant TP de polarisations de 2^{ème} année. Pour cela, je remercie Cédric Lejeune, Thierry Avignon, Fabienne Bernard et Benjamin Vest. J'ai aussi encadré les TP de traitement du signal de 1^{ère} année grâce à François Goudail et Igor Ferrier-Barbut.

Hors du laboratoire, même si c'est un ancien du groupe Lasers, je voulais remercier Marc

Castaing qui a été très présent dans le début de ma thèse et m'a beaucoup appris sur l'ingénierie autour de la conception d'une tête de pompage.

Cette thèse a été aussi très riche en collaborations qui m'ont toutes énormément apporté d'un point de vue humain et scientifique. Il y a eu notamment les collaborations au sein de l'ANR NewLight. Tout d'abord je remercie l'Institut de Recherche de Chimie Paris (IRCP) et plus particulièrement Pascal Loiseau qui m'a accueilli pour faire des expériences sur le Ce :LYSO. Sans ça je n'aurais sûrement pas pu pleinement comprendre ce cristal ! Je remercie Bruno Viana aussi pour sa bonne humeur et son enthousiasme et la richesse de tes conseils. Merci aussi de m'avoir fait confiance pour donner des cours dans le master PSL j'ai adoré cette expérience ! Je remercie aussi Sébastien Forget et Sébastien Chenais du Laboratoire de Physique des Lasers (Univ. Sorbonne Paris nord) pour les discussions sur les concentrateurs luminescents et les comparaisons alimentaires pour mieux appréhender les concepts. Enfin la dernière, mais pas la moins productive, collaboration « matériaux » avec Virginie Nazabal de l'Institut des Sciences Chimiques de Rennes. Ta réactivité et celle de ton équipe, ainsi que votre capacité d'arrangement m'impressionne et c'est un plaisir de travailler avec vous ! Toutes ces collaborations ont mené au début de deux thèses au sein de ces laboratoires sur le sujet des concentrateurs luminescents : Nicolas Caraud et Taghrid Ghanawi. Merci de vous être laissé tenter par la physique des concentrateurs luminescents et je ne vous abandonne pas tout de suite !

J'ai aussi eu la chance de participer à une collaboration internationale avec l'université de Northumbria. Collaboration très intéressante avec Juna Sathian qui elle aussi croit au potentiel des concentrateurs luminescents ! Merci de votre accueil chaleureux avec Bethan Ford et Sophia Long et bonne chance à cette dernière pour la suite de sa thèse dont je ne doute pas de la réussite !

Une dernière pensée à l'équipe ALPHA de Vaisala qui m'a donné goût à la recherche et qui m'a donné des bases expérimentales sur lesquels j'ai pu me reposer lors de ma thèse ! Notamment merci à Vincent Pureur pour ton encadrement lors de mon apprentissage et de m'avoir poussée et encouragée vers cette voie.

De manière moins professionnels je voulais remercier toutes les personnes qui m'encouragent au quotidien professionnellement mais aussi dans mes projets personnels. Merci à Mégane Castagne et à tous mes amis du centre équestre de l'école polytechnique de m'avoir emmené au championnat de France de hunter avec G du charme Neosto!

Merci à Sandra Tarpinian et à toutes les personnes des écuries de Favreuse de me supporter au quotidien et de m'accompagner dans mes aventures avec Joba du Layon. Une aventure qui n'aurait d'ailleurs jamais pu commencer sans ma sœur et aussi ma meilleure amie Charlotte. Merci pour ton écoute et ta présence.

Plus largement je remercie toute ma famille. Vous avez toujours cru en moi et m'avez toujours emmené vers la réussite. Vous êtes des exemples pour moi merci beaucoup.

Je remercie aussi mes meilleures amies de toujours d'être toujours disponibles à toute heure

du jour et de la nuit: Lilia et Ines. Ainsi que mes amis qui suivent mes aventures avec les bons et les moins bons moments : Claire, Zeina, Flora, Apolline, Daniela, Justine et Ana-Maria.

Enfin je remercie Lancelot pour ton soutien et ton aide dans toutes les parties de ma vie. Merci de me remotiver quand je ne le suis pas et de me suivre quand je le suis un peu trop ! Sache que je serai présente pour la finalisation de ta thèse comme tu l'as été pour moi.

Sur ceux je ne pouvais pas finir sans mettre une photo des deux animaux qui partagent ma vie : Joba et Odélia !



Sommaire

REMERCIEMENTS.....	7
SOMMAIRE	13
INTRODUCTION GENERALE	15
CHAPITRE I.....	21
1 INTRODUCTION	22
2 SOURCES A EMISSION DIRECTE.....	22
2.1 Sources thermiques	22
2.2 Les lampes à décharge simple et améliorée	25
2.3 Les sources à semi-conducteur	27
3 SOURCES A EMISSION INDIRECTE.....	31
3.1 Les Phosphores	31
3.2 Les sources fibrées	32
3.3 Sources lasers à solide pompées optiquement	35
3.4 Problématique de la cohérence	38
3.5 Combinaison puissance-luminance.....	40
4 CONCLUSION	43
CHAPITRE II.....	45
1 INTRODUCTION	46
2 LES PRINCIPES DE BASE D'UN CONCENTRATEUR LUMINESCENT	49
2.1 définition des cônes de transmission	49
2.2 Effet concentrateur.....	50
2.3 Indicatrice en sortie du concentrateur.....	51
2.4 Facteur de concentration.....	53
2.5 Puissance en sortie du concentrateur.....	55
3 AUGMENTATION EXTRACTION DE LA LUMIERE	58
3.1 Extraction de 2 cônes.....	58
3.2 Extraction de 4 cônes.....	64
3.3 Extraire plus de lumière en élargissant le cône de sortie.....	68
4 AUGMENTATION DE LA LUMINANCE	75
4.1 Recyclage « 3D » de la lumière	75
4.2 Le cas de l'arrête.....	80
5 CONCLUSION	82
CHAPITRE III.....	83
1 INTRODUCTION	84
2 CR :ZNSE.....	85
2.1 Spectroscopie et état de l'art.....	85
2.2 Choix de l'architecture	86
2.3 Résultats expérimentaux	88
3 ER :CR :YSGG	93
3.1 Spectroscopie.....	93
3.2 Dispositif expérimental	94
3.3 Résultats Expérimentaux	97

4	CTH :YAG	102
4.1	<i>Spectroscopie</i>	102
4.2	<i>Dispositif expérimental</i>	103
4.3	<i>Gestion thermique et pertes du concentrateur</i>	105
4.4	<i>Résultats Expérimentaux</i>	108
5	CONCLUSION	113
	CONCLUSION GENERALE	115
	ANNEXE A	121
	ANNEXE B	123
	ANNEXE C	129
	ANNEXE D	133
	LISTE DES PUBLICATIONS ET CONFERENCES	141
	BIBLIOGRAPHIE.....	143

Introduction générale

La bande spectrale SWIR (Short-Wave Infrared abrégé SWIR) comprend les longueurs d'onde situées entre 1 et 3 μm . Elle est très intéressante en imagerie car elle permet de collecter des informations différentes et complémentaires de l'imagerie visible.

La longueur d'onde étant plus élevée, la diffusion (notamment de Rayleigh) est réduite. La visibilité d'une scène en extérieur et la portée sont améliorées par rapport à une imagerie dans le visible. Ceci est intéressant pour des applications de défense et de sécurité qui représentent aujourd'hui une part importante du marché de l'imagerie SWIR. Cette propriété est aussi intéressante pour voir à travers des milieux diffusants avec des applications dans le domaine bio-médical ou dans le domaine industriel. Par exemple, sur une chaîne de production, avec une imagerie "SWIR", il est possible de contrôler le contenu de flacons dont la surface extérieure est diffusante. Cette longueur d'onde plus élevée que dans le visible permet aussi de voir une émission thermique pour des corps chauffés à quelques centaines de degrés Celsius, émission non détectable dans le spectre visible.

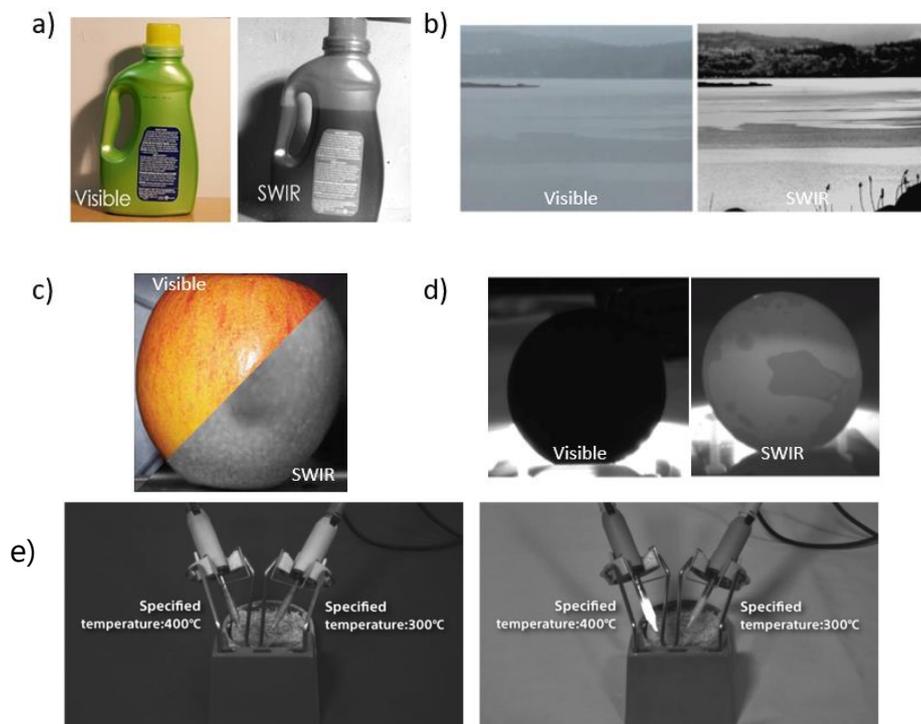


Figure In.1 – Exemple d'applications de l'imagerie dans le SWIR comparée à l'imagerie visible dans le cas : a) de contrôle qualité pour voir à travers du plastique opaque (@optics.org). b) d'imagerie par temps pluvieux (@A.Rogalski 2021). c) d'une pomme abimée(@SWIRIS). d)

d'inspection de collage de wafer de silicium. e) Contrôle de la température spécifiée pour deux sondes (@clearview).

Des milieux transparents dans le visible peuvent être absorbants dans le SWIR. En effet, il existe de nombreuses bandes d'absorption de l'eau entre 1 μm et 3 μm qui ne sont pas présentes dans le visible. L'imagerie SWIR permet donc d'obtenir des informations complémentaires de l'imagerie visible. Dans le domaine de l'agro-alimentaire avec la bande d'absorption de l'eau à 1,45 μm , l'imagerie SWIR permet, par exemple, de détecter des moisissures ou des portions de fruits abimées (figure In.1.c). De plus cette gamme de longueurs d'onde permet aussi de détecter des corps étrangers ou contaminés qui ne peuvent pas être détectés dans le visible [Becker 20].

Inversement, des milieux absorbants dans le visible peuvent être transparents dans le SWIR. Le meilleur exemple est le silicium dont le gap se situe vers 1,1 μm : au-delà de cette longueur d'onde il est donc transparent. Cette propriété du SWIR est importante pour le contrôle de qualité des cellules photovoltaïques en silicium.

De façon générale, les spectres d'absorption dans la bande SWIR permettent la caractérisation des objets imagés : dans le cas des tissus biologiques, les modifications de l'absorption des chromophores comme l'eau, les lipides ou encore le collagène peuvent être détectées [Wilson 15]. Cette capacité d'identification est très intéressante pour le tri de textiles ou de plastiques (comme le polystyrène expansé, le polypropylène, l'ABS ou le PVC).

La multiplicité des applications stimule le marché des capteurs SWIRs. Parmi les détecteurs infrarouges avec une sensibilité dans le SWIR, on peut citer l'InSb [Ueno 13], HgCdTe [Rogalski 05] ou l'InGaAs. Ce dernier a connu un fort développement pour les capteurs SWIR car il fonctionne à température ambiante et présente une sensibilité élevée. Sa plage de sensibilité se situe entre 0,9 à 1,7 μm . pour un dopage avec 53% d'Indium. Avec un dopage plus élevé (80%) et un refroidissement, il est possible d'avoir des capteur InGaAs dits "étendus" qui mesurent du signal jusqu'à 2,2 μm . Avec l'InGaAs, toute la plage SWIR n'est pas couverte mais elle est suffisante pour de nombreuses applications. Il existe maintenant de nombreux acteurs commercialisant des capteurs SWIR InGaAs: on peut citer New Imaging Technologies (NIT), Trieye Ltd, Emberion, Princeton Infrared Technologies et Sensors Unlimited et Sony. Avec la demande croissante en applications, la technologie InGaAs s'améliore, la taille des pixels diminue et il est maintenant possible d'avoir des capteurs InGaAs de haute définition (HD ou 4k). Le coût d'un capteur diminue aussi de façon significative. Un capteur SWIR de 1Mpixel coûte aujourd'hui 5k€ alors qu'il valait plusieurs dizaines de k€ avant 2020.

Avec le potentiel du SWIR pour des marchés comme l'automobile ou les smartphones, des acteurs majeurs comme SONY ou ST Microelectronics investissent actuellement pour réaliser des capteurs à très bas coût sur une technologie de type CMOS (Complementary Metal Oxide Semiconductor), avec des quantum dots. Ces derniers sont des nanostructures qui peuvent être créées à partir de divers matériaux semi-conducteurs tels que le silicium, le cadmium, le sélénium et d'autres composés. Les détecteurs à base de quantum dot

présentent plusieurs avantages potentiels, notamment une sensibilité élevée, une réponse spectrale ajustable et une bonne efficacité énergétique [Clouet 22].



Figure In.2 – Exemple de a) capteurs SWIR Sony et de b) caméra SWIR New Imaging Technologies en différentes géométries.

Ainsi, le marché des capteurs "SWIR" est en pleine évolution. Pour donner un ordre de grandeur, si les nouveaux types de capteurs sont mis au point pour les applications grand public, le marché des capteurs SWIR pourrait passer rapidement de quelques dizaines de milliers d'unité par an (actuellement) à quelques millions. L'industrie SWIR pourrait ainsi suivre une trajectoire similaire à celle de l'industrie actuelle de l'imagerie 3D, où STMicroelectronics et Sony se partagent près de 95% des 225 millions d'unités vendues en 2020 [Clouet 22].

Cependant, pour détecter des photons dans le SWIR, il faut éclairer. L'éclairage naturel du soleil émettant assez peu dans le SWIR, il faut un éclairage artificiel qui est équivalent au "flash" lors de la prise d'une photo dans le visible (figure In.3). Cet éclairage peut être impulsionnel ou continu. On parle alors d'imagerie "active".

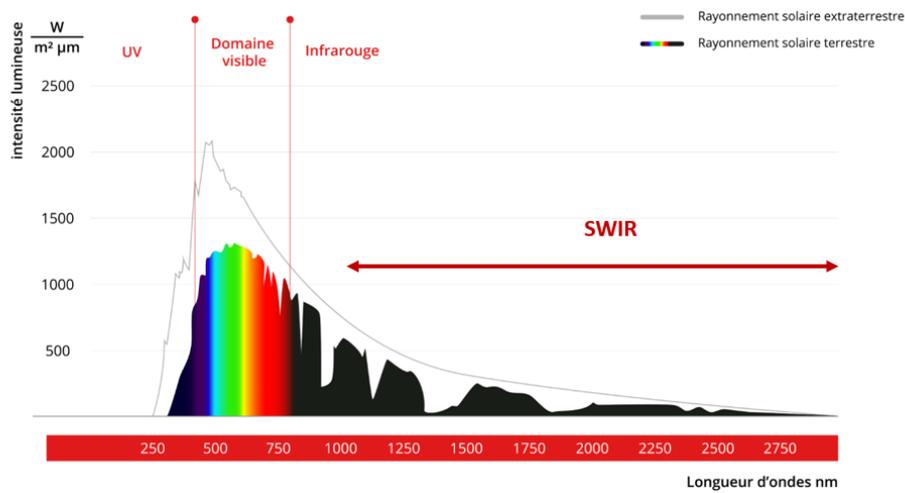


Figure In.3 – Spectre du soleil sur terre et dans l'espace, sans l'absorption de l'atmosphère.

L'imagerie active est une technique d'imagerie qui implique l'émission intentionnelle de signaux par un système d'imagerie, suivi de la détection et de l'analyse de la réponse de ces signaux après leur interaction avec la scène ou l'objet étudié. Contrairement à l'imagerie passive, où l'appareil capte simplement les signaux émis naturellement par la scène, l'imagerie active permet un contrôle supplémentaire et la possibilité d'obtenir des informations spécifiques sur la cible (figure In.4).

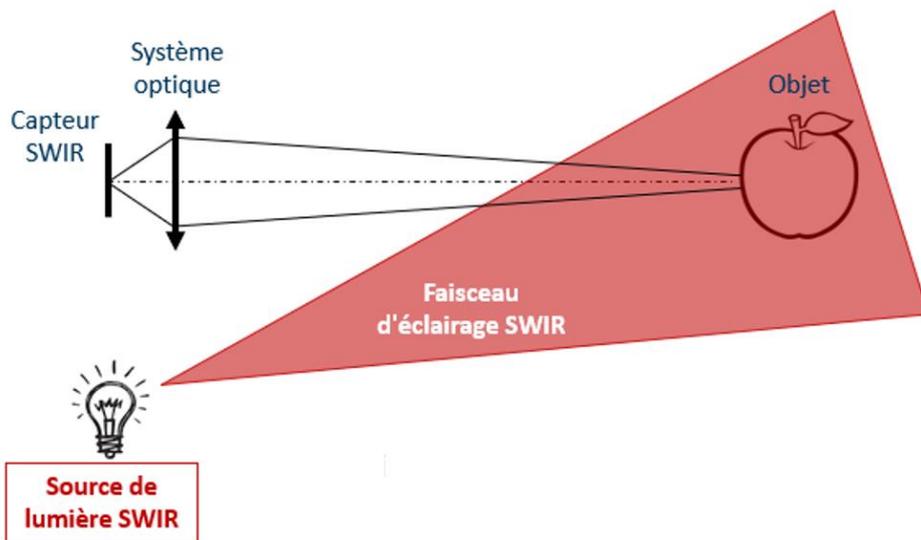


Figure In.4 – Schéma de principe de l'imagerie active dans le SWIR.

Actuellement, les sources les plus utilisées pour un éclairage dans le SWIR sont les lampes halogènes [Cao 18].

Cependant, elles répondent difficilement aux exigences de l'imagerie active : rendement limité, durée de vie courte, luminance faible, fonctionnement impulsif délicat... De plus, la technologie des LED SWIR est balbutiante, avec des puissances de l'ordre de quelques dizaines de mW alors que la puissance des LEDs dans le visible dépasse le watt. Ainsi, comme le confirmera le premier chapitre de ce travail de thèse, les sources d'éclairage disponibles dans le SWIR ne répondent pas vraiment aux besoins de l'imagerie active. Il manque des sources incohérentes à la fois puissantes, lumineuses et de spectre large.

Il est donc intéressant de développer de nouvelles sources émettant dans le SWIR dans la perspective de l'imagerie active dans le SWIR : c'est l'objet de ce travail de thèse.

Parmi les matériaux émettant dans le SWIR, il existe un grand nombre de matériaux laser de grande qualité, résultat d'un effort intense de développement depuis plus de 50 ans. La question posée dans ce travail est de voir s'il est possible d'utiliser ces milieux laser "autrement" : non pas pour une émission stimulée cohérente mais pour une émission spontanée incohérente.

Le problème de l'émission spontanée est qu'elle est émise dans toutes les directions alors que l'éclairage en imagerie active se fait en général dans une direction privilégiée. Les systèmes d'imagerie classiques permettent partiellement de rediriger le flux dans une direction moyenne, au prix d'une perte de puissance et de luminance par rapport à l'émission totale de la source (principe de la conservation de la luminance). Il existe cependant une solution pour rediriger un flux d'émission spontanée dans une direction privilégiée : il s'agit des concentrateurs luminescents.

En effet grâce à un phénomène d'absorption et de ré-émission, les concentrateurs luminescents permettent de contourner la loi de conservation de la luminance et de rediriger la lumière dans une direction privilégiée grâce aux réflexions totales internes présentes à l'intérieur.

Ainsi la problématique de la thèse est d'étudier s'il est possible de transformer des milieux lasers en concentrateurs luminescents pour réaliser des sources émettant dans le SWIR adaptées à l'imagerie active.

Le chapitre I donne un état de l'art des différentes sources émettant dans le SWIR et discute de leur pertinence pour l'imagerie active.

Le chapitre II donne les bases de compréhension des concentrateurs luminescents ainsi que quelques outils pour permettre d'optimiser leur fonctionnement.

Le chapitre III présente les résultats obtenus avec cette méthode à partir de cristaux lasers achetés dans le commerce.

Chapitre I

Etat de l'art des sources émettant dans le SWIR

1 INTRODUCTION.....	22
2 SOURCES A EMISSION DIRECTE	22
2.1 SOURCES THERMIQUES	22
2.2 LES LAMPES A DECHARGE SIMPLE ET AMELIOREE	25
2.3 LES SOURCES A SEMI-CONDUCTEUR.....	27
3 SOURCES A EMISSION INDIRECTE.....	31
3.1 LES PHOSPHORES	31
3.2 LES SOURCES FIBREES	32
3.3 SOURCES LASERS A SOLIDE POMPEES OPTIQUEMENT	35
3.4 PROBLEMATIQUE DE LA COHERENCE	38
3.5 COMBINAISON PUISSANCE-LUMINANCE	40
4 CONCLUSION	43

1 INTRODUCTION

L'objectif de ce chapitre est de faire un état de l'art des sources existantes dans le SWIR. Pour cela nous avons divisé les sources en deux types, les sources à émission directe qui sont les sources qui produisent un rayonnement SWIR utilisant directement l'énergie électrique, et les sources à émission indirectes qui se basent sur des conversions de photons pour atteindre la gamme de longueur d'onde du SWIR. Pour finir nous verrons quels sont les critères d'une bonne source pour l'imagerie active dans le SWIR.

2 SOURCES A EMISSION DIRECTE

2.1 SOURCES THERMIQUES

Le premier type de source émettant dans la plage spectrale SWIR est constitué des sources thermiques. Lorsque la température d'un objet augmente, il émet de l'énergie sous forme de radiation électromagnétique. L'objet idéalisé pour l'émission thermique est le corps noir. En effet, un corps noir est un objet qui absorbe l'intégralité des rayonnements électromagnétiques qu'il reçoit, quel que soit leur spectre. Si un objet absorbe toute la lumière visible, il apparaît noir, d'où son nom de "corps noir".

Bien qu'il n'existe pas de corps noir parfait en réalité, la notion de corps noir est très utile pour simplifier la compréhension de nombreux phénomènes observables. Les corps noirs émettent de la lumière en fonction de leur température. Pour illustrer cette relation, un graphique représentant l'émission de lumière par des corps noirs à différentes températures est présenté dans la figure I.1.

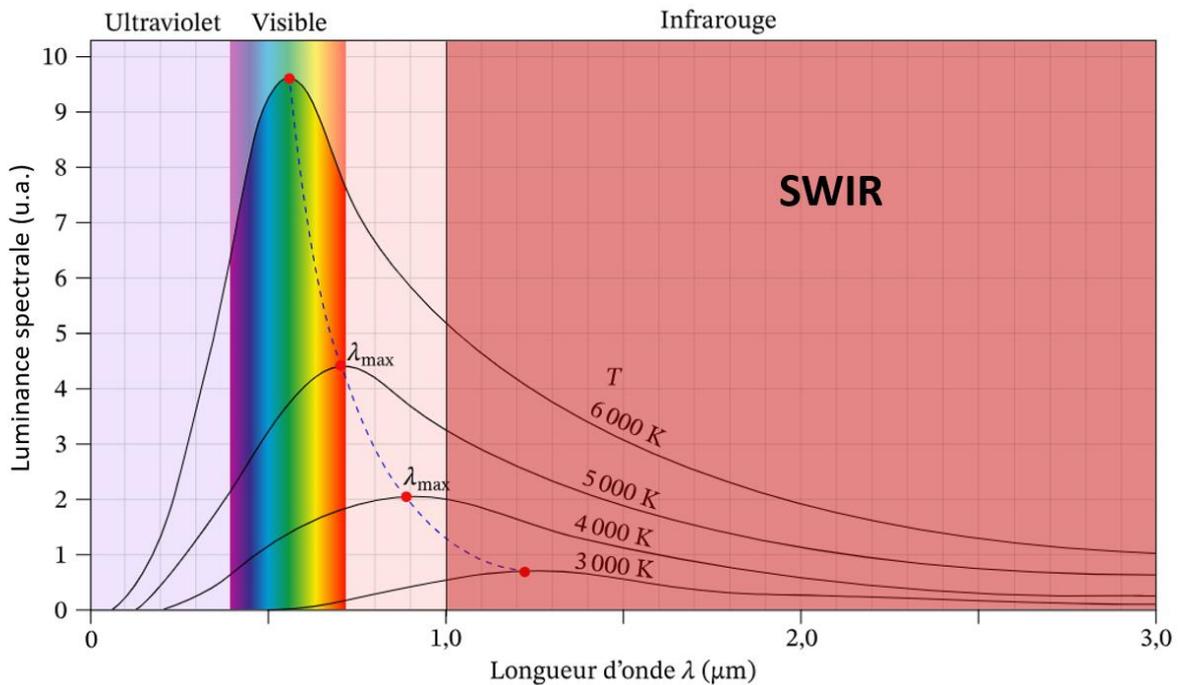


Figure I.1 – Intensité de l'émission de plusieurs corps noirs, à différentes températures en fonction de la longueur d'onde.

Pour un corps noir la luminance monochromatique (ou spectrale) L_λ pour une longueur d'onde λ donnée du corps noir est donnée par la loi de Planck :

$$L_\lambda = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda k_B T}} - 1} \quad (I.1)$$

Où c est la vitesse de la lumière dans le vide, h la constante de Planck et k_B la constante de Boltzmann.

A mesure que la température du corps noir augmente, le pic du rayonnement émis se déplace vers des longueurs d'onde plus courtes et sa luminance augmente.

Les sources de corps noir sont couramment utilisées comme références standards pour la spectroscopie et la radiométrie, car elles fournissent un profil d'émission spectrale connu et bien caractérisé. En pratique, il est difficile d'atteindre une source de corps noir parfaite, mais certains matériaux et techniques peuvent approximer le comportement du corps noir dans des plages de température spécifiques. Comme on le voit en figure I.1 avec ce type de source le SWIR peut facilement être atteint. Il existe des sources commerciales utilisant ce principe avec une température de 1500 K pour couvrir le SWIR.

Pour avoir une émission centrée sur la gamme de longueur d'onde du SWIR, on peut utiliser une barre chauffante à température stabilisée, parfois appelée "Global", (nommée d'après la

société qui l'a initialement développée, Graseby Infrared - d'où "Glo-bar"). La barre est une tige en carbure de silicium (SiC), qui sert d'élément chauffant. Lorsqu'un courant électrique traverse cette tige, elle chauffe considérablement. À mesure que la tige en SiC se réchauffe, elle émet un rayonnement infrarouge sur un large spectre de longueurs d'onde. Cette émission couvre généralement la plage du moyen infrarouge (MIR), qui s'étend d'environ 2,5 μm à 15 μm . Le rayonnement émis contient un spectre continu de longueurs d'onde. Le terme "stabilisé" dans "source de lumière à barre chauffante stabilisée" fait référence au fait que l'appareil est conçu pour maintenir une température constante, ce qui stabilise le spectre émis. Cette stabilité est cruciale dans des applications telles que la spectroscopie par transformée de Fourier infrarouge (FTIR), où des sources de lumière précises et stables sont nécessaires pour des mesures spectrales précises. Le global est couramment utilisé en spectroscopie et dans l'instrumentation dans le domaine infrarouge.

Les sources à incandescence reposent aussi sur une émission proche de celle d'un corps noir (i.e. un échauffement) pour générer de la lumière. Dans une lampe à incandescence un fil produit de la lumière lorsqu'il est chauffé par un courant électrique. Dans l'atmosphère, le filament brûle rapidement, mais sous vide, ou dans un gaz neutre (non oxydant), il émet de la lumière sur un temps de vie moyen de 1 000 heures (figure I.2.a).

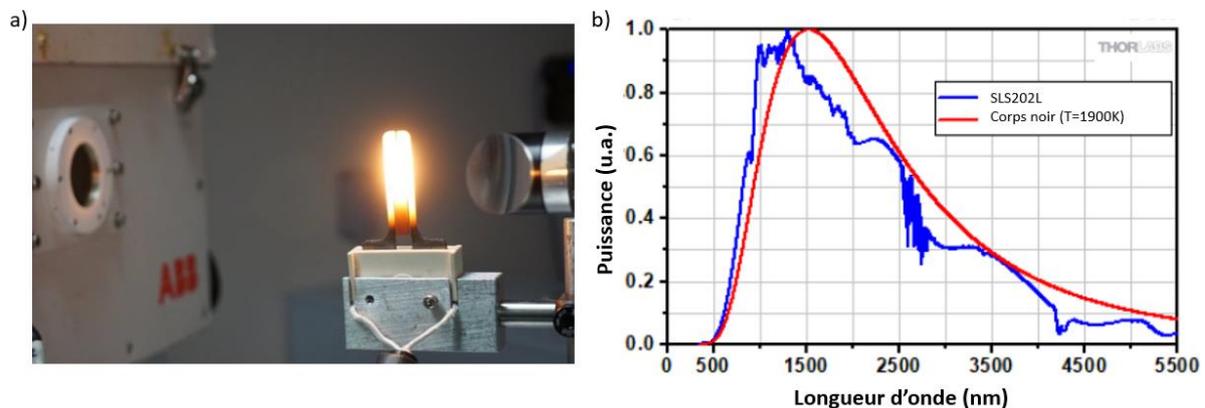


Figure I.2 –a) Photo d'une source Global. b) Comparaison du spectre d'un filament de tungstène d'une source Thorlabs (SLS203L) au spectre d'un corps noir idéal à 1 900 K.

L'exemple le plus commun est la lampe à filament de tungstène pour les sources à incandescence. Le tungstène est le métal qui a le plus haut point de fusion (3 422 °C). Les lampes à ruban de tungstène sont dans le principe extrêmement semblables aux lampes à filament. L'unique différence provient de la dimension de l'élément en tungstène : dans le cas de la lampe à ruban sa surface est de 2.6 x 20 mm² (cf. réf. Ribbon Filament Lamps The Pyrometer Instrument Company) alors que le filament a une longueur totale de 580 mm (avant repliement) et un diamètre de 50 μm [Lamps 64]. Comme on le voit dans la figure I.2.b le spectre de ce type de source à une émission large dans la bande SWIR. Pour isoler spécifiquement des longueurs d'onde, des filtres optiques appropriés sont souvent utilisés pour bloquer la lumière visible et d'autres longueurs d'onde indésirables tout en permettant

le passage de la lumière SWIR. Ces filtres sélectifs aident à produire une lumière dans une zone spécifique du SWIR.

Les sources thermiques sont souvent très puissantes mais peu lumineuses car elles émettent sur une grande surface et dans toutes les directions. De plus elles ont des spectres très larges qui conduisent à des luminances spectrales assez faibles.

2.2 LES LAMPES A DECHARGE SIMPLE ET AMELIOREE

En parallèle des sources thermiques, les lampes à décharges ont été développées. Elles regroupent les sources arc et flash. Les domaines d'application de ces sources sont l'éclairage et le pompage de laser à l'état solide [Koechner 03]. Le principe de fonctionnement consiste à appliquer une tension élevée (> 1 kV pour 10 cm d'arc), pendant un court instant, dans un gaz à basse pression. Sous l'effet du champ électrique, le gaz s'ionise et un plasma est généré. Le spectre émis possède deux composantes : un spectre de raies et un continuum. Le spectre de raies est produit par les transitions au sein des atomes et des ions du gaz alors que le continuum est constitué de transitions de recombinaison entre les électrons et les ions du gaz et de transition libre-libre de rayonnement de freinage (*bremstrahlung*) des électrons. Le gaz le plus communément utilisé est le Xenon car il possède le meilleur rendement de conversion électrique-optique. La différence majeure entre les lampes flash et à arc est la forme de la cathode. Dans le cas des sources à arc, elle est en forme de pointe alors que dans le cas d'une lampe flash la forme de « U » ou de fer à cheval est souvent adoptée ce qui permet une diffusion uniforme de la lumière (cf. figure I.3) pour assurer une meilleure stabilité temporelle du plasma généré. Cependant ces sources ont des spectres qui émettent essentiellement dans le visible et le proche infrarouge leur émission est donc faible dans le SWIR. Le spectre dépend beaucoup de la densité de courant instantané (en pulsé) ou continu en CW. De plus, plus le courant augmente plus le spectre se décale vers le visible et l'UV.

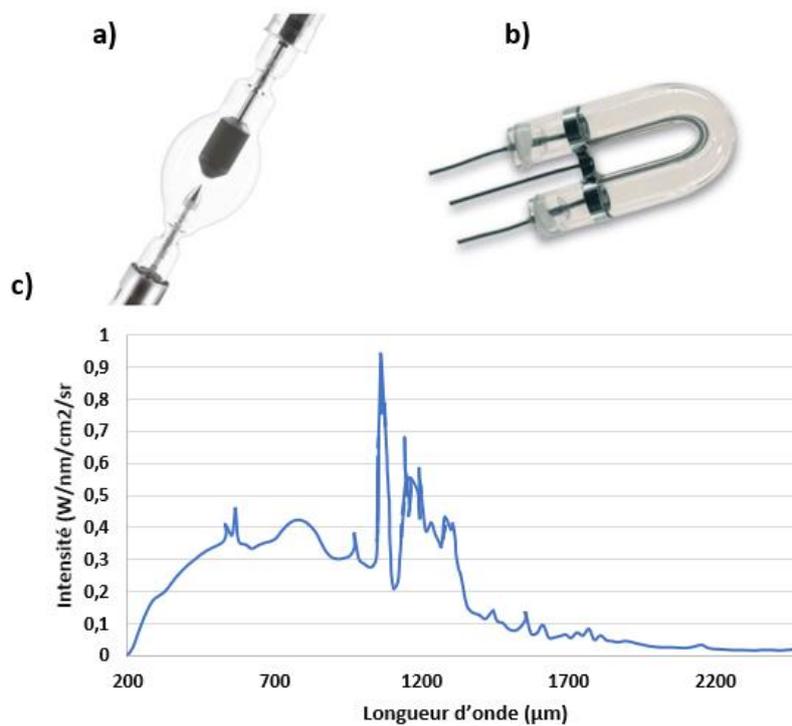
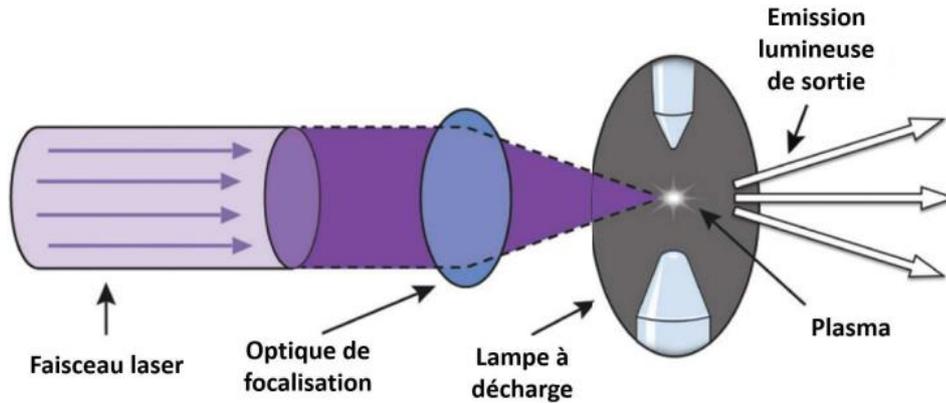


Figure 1.3 –a) Lampe Xenon à arc (réf. Osram XBO 8 000 W-HS). b) Lampe flash Xenon (réf. Hi Tech Detection Systems (HTDS). c) Luminance spectrale d'une lampe à Xenon à arc (Lampe à Xenon SQP vendue par Superior).

Dans la catégorie des lampes à décharge, un dernier type de source existe. Son principe est de coupler l'utilisation d'un laser avec une lampe à décharge. La lampe à décharge va permettre de générer le plasma qui sera ensuite entretenu avec le faisceau laser. Un schéma de principe de la source est donné sur la figure 1.4. L'avantage principal d'entretenir le plasma avec un laser est que c'est la taille du spot laser dans le plan focal de la lentille dans le plan transverse, il y a aussi dans la direction longitudinale émission si le seuil est atteint et le champ électrique suffisant.. Cela permet ainsi de réduire la surface d'émission. Ces sources sont développées par la société Energetiq et possèdent un régime de fonctionnement continu. Le spectre d'émission est très large (170 - 2500 nm) comme dans le cas des lampes à décharges. Dans le SWIR elles atteignent une luminance spectrale de l'ordre de plusieurs centaines de $\text{mW}/\text{cm}^2/\text{sr}/\text{nm}$ ce qui reste limité pour les applications dans cette gamme de longueur d'onde. Ces sources peuvent parfois être utilisées comme source d'étalonnage, comme l'étalonnage d'un télescope hyperspectral pour les études des océans [McIntire 19].

a)



b)

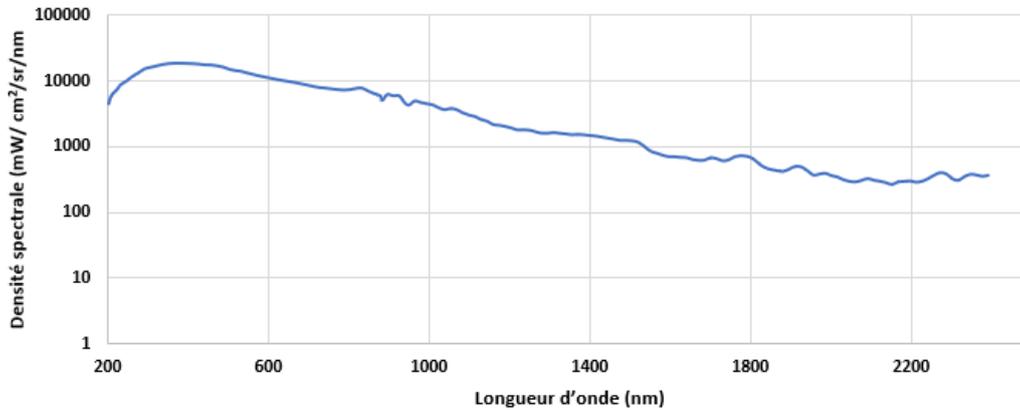


Figure I. 4 –a) Principe de fonctionnement de la source EQ-400 LDLS[®] produit par Energetiq (réf. EQ-400 Laser-Driven Light Source Energetiq) ainsi que b) sa densité spectrale en échelle logarithmique en fonction de la longueur d'onde.

2.3 LES SOURCES A SEMI-CONDUCTEUR

Les sources à semi-conducteur sont basées sur une jonction $p-n$ composée de la juxtaposition d'une région semiconductrice de type p (dopée avec des ions accepteurs) et d'une région semiconductrice de type n (dopée avec des ions donneurs). Les électrons sont majoritaires dans la région de type n et les trous (pseudo-particules correspondant à une absence d'électron) sont majoritaires dans la région de type p (figure I.5). Lorsque les deux régions sont mises en contact, les trous de la région de type p diffusent vers la région de type n et inversement pour les électrons de la région de type n . S'établit alors une zone de charge d'espace dans laquelle les électrons et les trous se sont recombines. Sans application de différence de potentiel entre les régions p et n , l'équilibre thermodynamique s'établit entre la diffusion des porteurs et le champ électrique au niveau de la zone de charge d'espace. Lorsque la jonction $p-n$ est polarisée dans le sens direct, la barrière de potentiel au niveau de la zone de charge d'espace qui assurait l'équilibre thermodynamique de la jonction s'effondre

et n'empêche plus la diffusion des porteurs. Le courant circule alors de la région p vers la région n . Une LED correspond donc à une jonction p - n polarisée dans le sens direct. Les électrons de la région de type n sont apportés à la région de type p où ils se recombinent avec les trous (et inversement pour les trous de la région de type p).

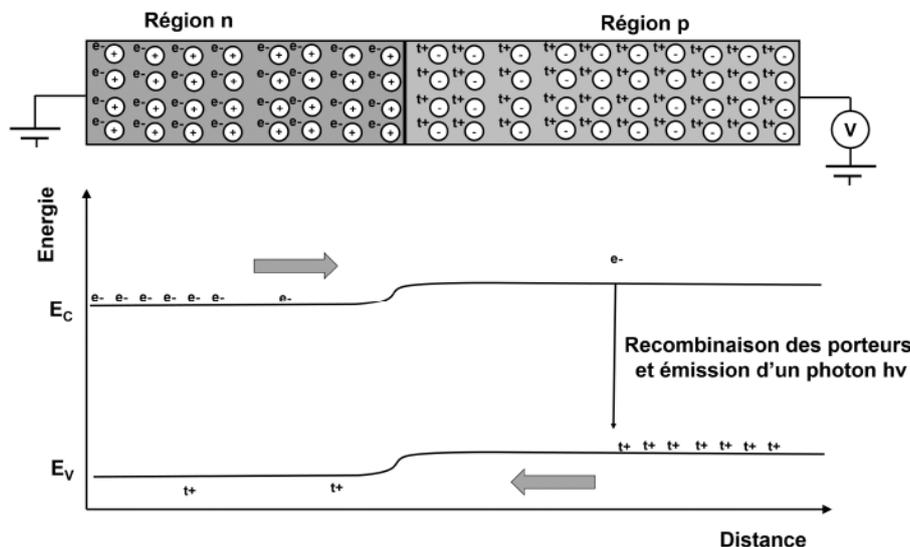


Figure I.5 – Mécanisme de recombinaison des porteurs de charge au niveau d'une jonction p - n polarisée directement.

La recombinaison des électrons et des trous peut se faire de manière radiative et la longueur d'onde du photon émis dépend de la différence d'énergie entre la bande de valence et la bande de conduction. Si l'électron se situe au minimum de la bande de valence (énergie E_v) et le trou au maximum de la bande de conduction (énergie E_c), le photon a une longueur d'onde définie par :

$$\lambda_g = \frac{hc}{E_g} \quad (I.2)$$

Les LEDs utilisent ce principe avec une émission par la surface. Dans le marché de l'éclairage, depuis les années 2000, les LEDs sont relativement bien établies dans le visible, l'ultraviolet et l'infrarouge proche. Entre 360 nm et 480 nm, les LEDs sont basées sur les semiconducteurs à nitrures. Entre 580 nm et 800 nm, les semiconducteurs basés sur les phosphures sont privilégiés. L'arséniure de gallium est utilisé entre 800 nm et 1100 nm. Les LEDs les plus efficaces sont situées dans le bleu. Typiquement une LEDs bleue avec une surface de 1 mm² émet une puissance lumineuse de 1 W avec un courant de 1 A et une tension de 3 V ce qui donne un rendement énergétique d'un peu plus de 30%. Au-dessous de 360 nm et au-dessus de 1000 nm, les LEDs ont des performances très faibles à cause de l'absence de matériaux semi-conducteurs efficaces ayant un gap situé dans ces gammes de longueurs d'onde.

Les LEDs pourraient être des sources lumineuses attrayantes dans le SWIR, avec une petite taille et une faible consommation d'énergie, bien adaptées aux dispositifs SWIR eux-mêmes

de petites tailles [Pradhan 20a, Pradhan 20b]. Elles atteignent des puissances assez élevées à la limite du SWIR [Yang 20, Weman 02], (par exemple, 750 mW @1000 mA, Ushio EDC1050GD-1100 émettant à 1030 nm). Cependant, au-delà de 1000 nm, les LEDs SWIR sont peu puissantes (quelques dizaines de mW). De plus leur couverture spectrale étroite (<50 nm) peut constituer un obstacle à leur utilisation pour certaines applications dans le SWIR comme la spectroscopie.

Contrairement aux LEDs qui émettent de l'émission spontanée par la surface, les diodes laser émettent de façon stimulée un rayonnement cohérent en général par la tranche. Une diode laser est une jonction de semi-conducteurs, comme une diode électroluminescente classique. Elle possède trois zones caractéristiques : une couche de confinement de type n , une zone active et une couche de confinement de type p . Les couches de confinement permettent de confiner le courant dans la diode et d'augmenter la densité de courant et donc d'atteindre et dépasser le seuil plus facilement ce qui revient à augmenter le rendement. La zone active est formée d'un guide d'ondes encadrant le lieu de l'émission laser : matériau massif ou quantique (puits, boîte ou fil). Lorsque cette diode est polarisée en direct, elle laisse passer un fort courant qui peuple la bande de conduction et peut réaliser l'inversion de population. En réalité, une couche intermédiaire d'indice optique supérieur joue le rôle de guide optique, comme dans une fibre. Les extrémités sont clivées et donnent des faces parfaitement planes jouant le rôle de miroirs semi-réfléchissants, créant la cavité résonante. Le dioptré entre le semi-conducteur d'indice 3,5 environ et l'air d'indice 1 possède ainsi un coefficient de réflexion de 30 %. Ce coefficient peut être diminué sur les deux côtés par l'application d'un revêtement anti-réfléchissant afin d'obtenir une puissance de sortie plus importante.

Les diodes laser sont apparues peu de temps après le premier laser, en 1962. Elles ont ouvert de nouvelles voies technologiques dans de nombreux domaines. L'une des plus importantes étant sans doute l'introduction de ces sources laser dans les télécommunications par fibres optiques avec des émissions autour de 1550 nm [Philippe 17]. Les diodes laser couvrent une bonne partie du spectre visible et de l'infrarouge proche. La longueur d'onde à laquelle une diode laser peut émettre de la lumière dépend du matériau semi-conducteur utilisé pour fabriquer la diode laser. Différents matériaux semi-conducteurs ont des bandes interdites différentes, ce qui détermine la longueur d'onde de la lumière qu'ils peuvent émettre. Pour le SWIR, le matériau le plus répandu est le phosphore d'indium (InP). Le spectre émis par une diode laser est assez étroit comparé aux sources précédentes (allant de quelques nm à quelques dizaines de nm).

Les longueurs d'onde peuvent également être ajustées en modifiant la conception de la diode laser et en utilisant différentes techniques. Par exemple en modifiant la composition des matériaux semi-conducteur, en modifiant le courant d'injection pour influencer la densité de porteurs de charge, en contrôlant la température pour affecter la longueur d'onde [Fukuda 10], en utilisant une cavité externe pour ajuster la longueur de la cavité ou un élément de réflexion externe [Olesberg 05], en utilisant un réseau de diffraction externe pour modifier la longueur d'onde de réflexion maximale, en modulant rapidement le courant d'injection pour provoquer le "gain switching" [Shitikov 21], en utilisant des processus de

conversion de fréquence non linéaires, en ajustant les propriétés des réflecteurs de Bragg distribués (DBR) [Huybrechts 09] ou en observant les sauts de mode, ce qui permet de changer la longueur d'onde émise en fonction des besoins et des applications spécifiques.

L'émission typique d'une diode laser mono émetteur dans le SWIR est de l'ordre de 1W. Mais en combinant plusieurs émetteurs il est possible d'atteindre la centaine de Watts.

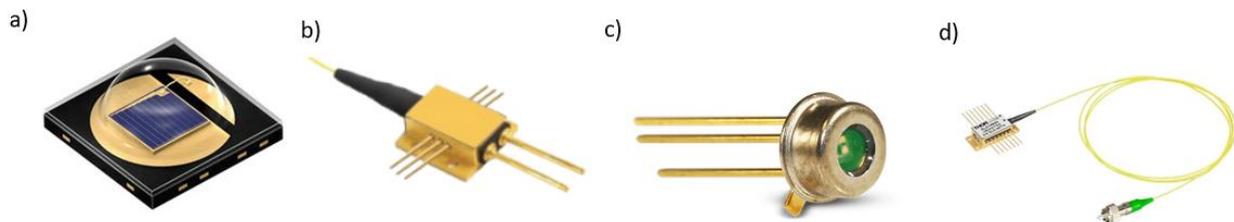


Figure 1.6 – Photo de différents dispositifs à semi-conducteur, a) LED vendue par RS (ref SFH 471AS), b) Diode laser de la série LDX de RPMC, c) VCSEL vendue par Teledyne FLIR et d) SLD vendue par Thorlabs (ref SLD1450S)

Les VCSEL, ou "Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser", sont un type de laser à semi-conducteurs qui contrairement aux diodes lasers conventionnelles, émettent de la lumière par la surface du dispositif plutôt que par la tranche (figure 1.6.c). Cette émission verticale présente des avantages en termes de couplage optique, de faible consommation d'énergie et de polyvalence d'application [Moench 15, Koyama 06]. Ils sont largement utilisés dans divers domaines de la technologie optique et des communications. Leurs performances sont similaires à celle des LEDs, quelques mW dans le SWIR.

Le dernier type de source à semi-conducteur sont les diodes super-luminescentes (SLD). Les SLDs émettent par la tranche, comme les diodes laser (figure 1.6.d) Une SLD fonctionne de manière similaire à une diode laser, étant basée sur une jonction pn excitée électriquement qui, lorsqu'elle est polarisée en direct, devient optiquement active et émet une émission spontanée amplifiée sur une large plage de longueurs d'onde. La longueur d'onde et l'intensité de la SLD dépendent de la composition du matériau actif et du courant d'injection. Les SLD sont conçues pour offrir une forte amplification en simple passage de l'émission spontanée générée le long du guide d'ondes, mais contrairement aux diodes laser, elles ne sont pas conçues pour générer un effet laser. Pour éviter l'effet laser, le guide d'ondes est incliné et les facettes sont recouvertes d'un revêtement antireflet. Les SLD ont un spectre large dans le SWIR et émettent de la lumière incohérente mais de façon plus directive que les LEDs [Kafar 20]. Cependant même si leur luminance dans le SWIR est supérieure à celle des LEDs grâce à la directivité du faisceau et à la faible surface d'émission les performances atteintes en termes de puissance sont de l'ordre de la dizaine de mW.

3 SOURCES A EMISSION INDIRECTE

On définit les sources à émission indirecte comme des sources qui utilisent le pompage optique et non électrique. Elles sont dites « indirectes » car elles ont besoin d'une autre source branchées sur le secteur. Dans cette partie on va les différencier par la forme de l'objet qui émet.

3.1 LES PHOSPHORES

Cette approche repose sur la possibilité d'utiliser un matériau pouvant absorber la lumière d'une LED ou d'un laser et de la réémettre par fluorescence à une longueur d'onde plus élevée. La communauté industrielle de la LED qualifie alors ce matériau de phosphore, à ne pas confondre avec l'élément Phosphore. Avant 1888 et les travaux d'Eilhard Wiedemann (1852-1928) qui fera la distinction entre les sources incandescentes et les sources luminescentes, le mot phosphore, littéralement "porter la lumière" en grec, avait le même sens que le mot lumineux aujourd'hui. Ainsi, le mot phosphorescence servait à désigner toute émission de lumière ne provenant pas d'une combustion

Le principe est donc de placer sur une LED des phosphores qui vont absorber la lumière émise par la LED et la réémettre de façon isotrope à une longueur d'onde plus élevée. Cette méthode a d'abord été utilisée pour réaliser une LED blanche à conversion phosphorescente à partir d'une LED bleue [Ye 10, The Tran 09, Huang 14]. Cette technique a l'avantage de ne faire intervenir qu'une seule alimentation. On peut donc tenter de réutiliser cette méthode dans le SWIR avec des LEDs bleues ou UV commerciales pompant des luminophores émettant dans le SWIR. Les phosphores inorganiques dopés avec des métaux de transition (Cr^{3+} , Cr^{4+} , et Ni^{2+}) ou des lanthanides trivalents (Tm^{3+} , Er^{3+} , Nd^{3+} , Pr^{3+} , Yb^{3+} , et Ho^{3+}), sont à privilégier car les matériaux organiques sont plus fragiles. En effet ils ont souvent une conductivité thermique mauvaise et un point de fusion très bas. Les chaînes organiques sont souvent très longues et fragiles, ce qui explique qu'elles supportent mal l'échauffement et sont sujettes au photo blanchissement [Demchenko 20]. Les phosphores peuvent aussi être des boîtes quantiques (quantum dot en anglais) ou des nanocristaux.

Les LEDs qui utilisent des phosphores organiques et pérovskites présentent généralement des performances mauvaises avec une faible efficacité quantique à des longueurs d'onde supérieures à 950 nm [Minotto 21, Vasilopoulou 21]. Les LEDs avec des quantum dot peuvent présenter des émissions à des longueurs d'onde plus importantes, couvrant une grande partie de la région SWIR avec des émissions allant jusqu'à 1500 nm, mais il reste des défis à relever pour obtenir une puissance de sortie élevée et stable comme réduire la chute de l'efficacité quantique, prolonger la durée de vie et éviter la présence d'éléments toxiques [Vasilopoulou 21]. Ce type de LEDs est en train de devenir une stratégie prometteuse pour le développement de nouvelles LEDs SWIR avec des bandes d'émission larges, de petite taille,

avec une grande efficacité de photo-conversion, une puissance de sortie de l'ordre de la dizaine de milliwatts et un prix abordable.

Voilà quelques performances atteintes dans le tableau ci-dessous :

Tableau I. 1 – Comparaison de performances atteintes par des LEDs SWIR à phosphores

Phosphore	Source de pompage	Longueur d'onde d'émission	Puissance en sortie	Rendement quantique de la photoluminescence
YAGG-Ni ²⁺ -Zr ⁴⁺ -H ₃ BO ₃ [Yuan 22]	LED 395 nm	1,3-1,6 μm	1,25 mW	54%
Lu _{0,2} Sc _{0,8} BO ₃ :Cr ³⁺ ,Yb ³⁺ [Zhang 22]	LED 460 nm	0,9-1,1 μm	18,4 mW	9,3%
LiMgPO ₄ :Cr ³⁺ ,Ni ²⁺ [Miao 22]	LED 450 nm	1,1-1,6 μm	2,7 mW	1,4%
PbS quantum dots [Pradhan 20a]	LED 595 nm	1,1-1,65 μm	14 mW	27%
Ag ₂ S@SiO ₂ dans triple cation Perovskite [Vasilipoulou 20]	Perovskite LED 750 nm	1,3-1,45 μm	2,4 mW	84%
MgGa ₂ O ₄ :Cr ³⁺ , Ni ²⁺ [Miao 23]	LED 455 nm	1,2-1,4 μm	14,9 mW	96,5%

3.2 LES SOURCES FIBRES

Les fibres dopées (Yb, Er, Tm, Ho ou encore avec des nanoparticules) sont aussi des sources émettant dans le SWIR. Il est possible d'y trouver une émission laser ainsi qu'une émission spontanée amplifiée. L'amplification est assurée par l'émission stimulée sur les transitions lumineuses des ions de terres rares.

Pour l'effet laser, la cavité est formée soit par des miroirs externes placés à chaque extrémité de la fibre, soit par des réseaux de Bragg à fibres écrits directement dans le cœur de la fibre [Archabault 97]. Le pompage est réalisé par des diodes laser dont la lumière est couplée soit dans le cœur, soit dans la gaine de la fibre selon différentes architectures (figure I.7). Aujourd'hui, la puissance des lasers à fibre dépasse la centaine de watts en régime continu

pour les fibres dopées Er, Tm et Ho. Elle atteint même la centaine de kW pour les fibres dopées à l'ytterbium. Les applications sont variées, allant des systèmes d'armes aux forages en profondeur, en passant par la médecine et le lidar [Dragic 18].

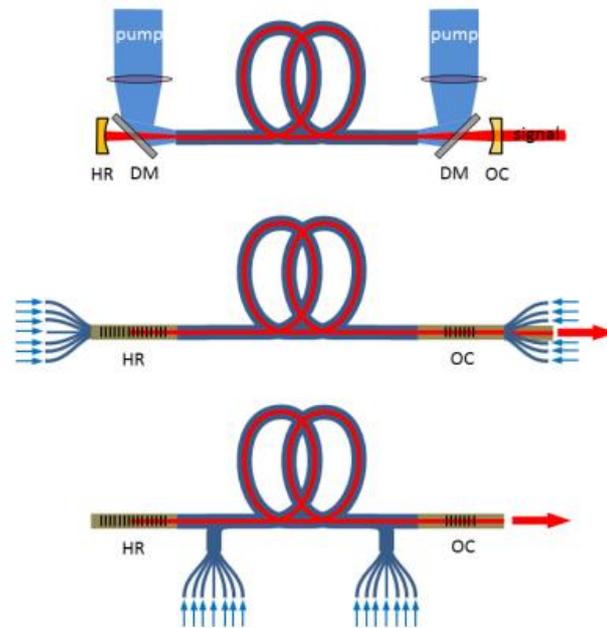


Figure 1.7 – Configurations de lasers à fibre pompés par la gaine (a) hybrides pompés par l'extrémité, (b) entièrement pompés par l'extrémité et (c) entièrement pompés par l'intérieur [Zervas 14].

Les sources fibrées à émission spontanée amplifiée sont bien connues avec un dopage à l'erbium [Lee 99], au thulium [Aubrecht 20] ou à l'ytterbium [Redding 15]. Ces dernières émettent dans le SWIR mais pour des émissions à d'autres longueur d'onde il est possible d'utiliser d'autres dopants ou d'autres matériaux pour la fibre (Figure 1.8). La puissance de sortie peut atteindre plusieurs centaines de mW pour une bande spectrale typique de 100 nm (largeur à mi-hauteur). Cette puissance est nettement inférieure à celles atteintes par les lasers car ici on cherche à éviter l'effet laser et à récolter uniquement de l'émission spontanée. Malgré cette puissance limitée les luminances spectrales atteintes sont de l'ordre de la centaine de $W/sr/nm/cm^2$ grâce au fibrage qui confine la lumière émise sur une petite surface et une faible ouverture numérique et à l'amplification par émission stimulée de l'émission spontanée. Des puissances de sortie plus élevées ont été obtenues, mais avec une largeur de bande spectrale réduite en raison de l'amplification par émission stimulée [Hu 15].

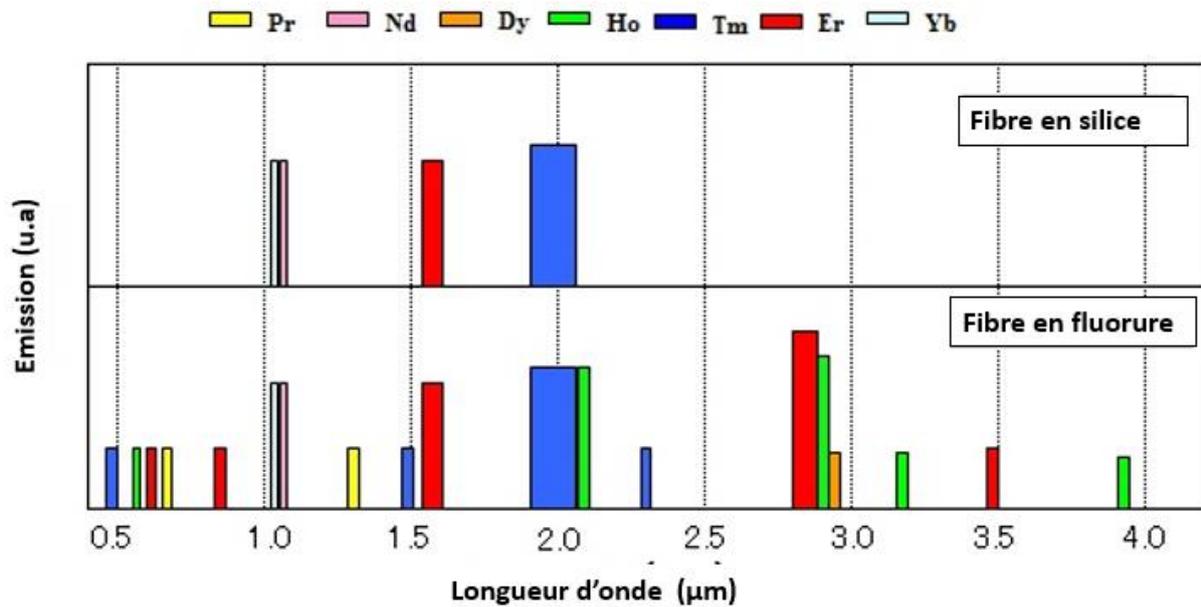


Figure 1.8 – Longueur d’onde d’émission spontanée amplifié selon le dopant et le matériau de la fibre. [FiberLabs 21].

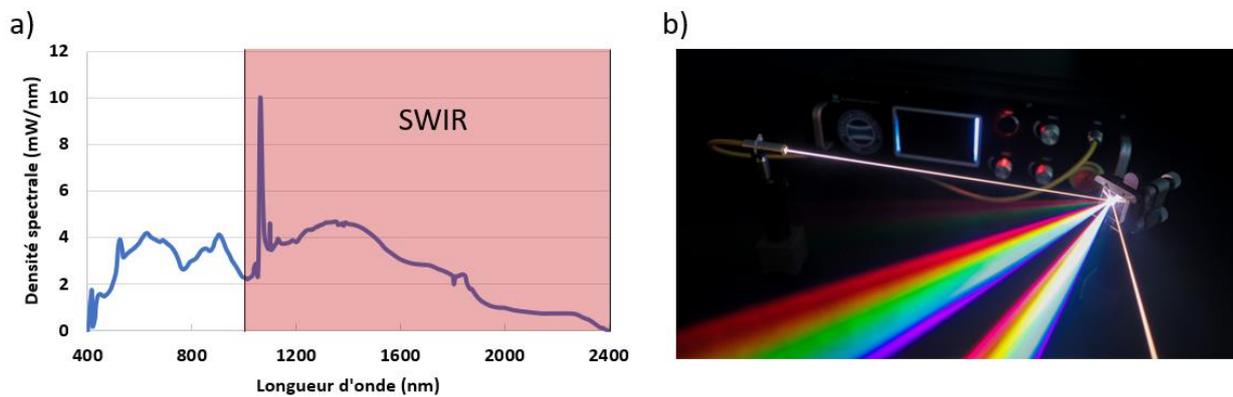


Figure 1.9 – a) Spectre d’un supercontinuum commercialisé par NKT Photonic[®] avec comme référence FIU-15. b) Photo d’un supercontinuum diffracté par un réseau.

Une autre source fibrée émettant dans le SWIR, qui utilise des effets non-linéaires est le supercontinuum [Saini 21]. Lorsque des impulsions lumineuses ultra-courtes et énergétiques entrent dans un matériau non linéaire, elles subissent une série de processus non linéaires, tels que l’effet Raman, l’effet solitonique et l’effet d’auto-focalisation. Ces processus conduisent à un spectre de lumière très large, s’étendant souvent du visible à l’infrarouge. Le spectre est présenté en figure 1.9.a. On peut voir qu’il couvre une grande partie du SWIR. Les puissances moyennes atteintes sont de l’ordre de plusieurs Watts, ce qui est très élevé mais le spectre large fait que les densités spectrales atteintes dans le SWIR sont plutôt de l’ordre

de celles atteintes par les sources fibrées utilisant l'émission spontanée amplifiée, c'est-à-dire la centaine de $W/sr/nm/cm^2$. Ces sources sont une technologie mature avec des applications variées (e.g. microscopie de fluorescence, caractérisation de système optique, spectroscopie...)

Parmi les sources fibrées, on peut aussi mentionner les fibres chalcogénures dopées avec des ions erbium ou dysprosium qui sont utilisées pour une émission spontanée dans le SWIR et dans l'infrarouge moyen (MWIR), entre $3\ \mu m$ et $5\ \mu m$ [Falconi 16, Falconi 17]. Les puissances obtenues sont très faibles (μW) mais suffisent pour détecter des gaz comme le CO_2 dans des environnements difficiles avec de fortes températures.

3.3 SOURCES LASERS A SOLIDE POMPEES OPTIQUEMENT

La différence principale entre le laser solide "massif" et le laser à fibre est liée à la géométrie du milieu amplificateur : il s'agit d'un milieu de faible longueur (< quelques cm) qui ne guide pas le faisceau laser. Le milieu est souvent sous la forme d'un parallélépipède ou d'un cylindre de d'une section comprise entre quelques mm^2 et quelques cm^2 . Les surfaces des faisceaux étant beaucoup plus grandes que dans les lasers à fibre, les puissances crêtes peuvent être beaucoup plus importantes : jusqu'au PW pour les architectures oscillateur-amplificateurs de très forte puissance en régime femtoseconde.

De façon très schématique, les lasers à solide utilise des composants discrets, séparés les uns des autres. Pour un oscillateur, la cavité la plus simple est souvent composée de deux miroirs, un miroir très réfléchissant (idéalement 100% à la longueur d'onde du laser) et un miroir semi-réfléchissant qui est le miroir de sortie figure I.10. Le pompage peut être longitudinal ou transverse, provenant soit d'autres lasers (ou de diodes laser), soit de lampes flash.

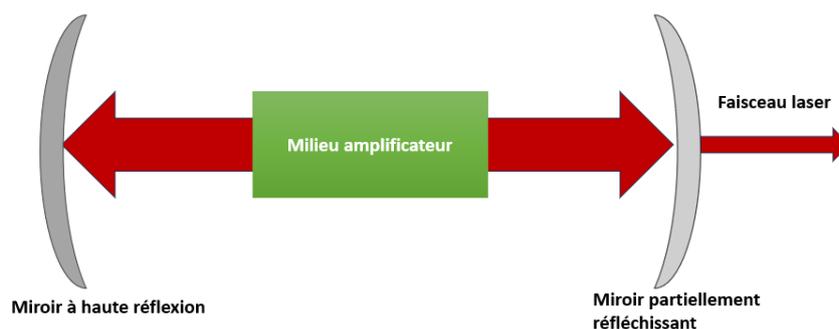


Figure I. 10 – Schéma de principe de fonctionnement d'un laser à solide.

Dans les premiers temps du laser (1970-2000), les lasers massifs SWIR étaient surtout développés pour des applications militaires. Avec l'apparition de détecteurs performants

dans le SWIR, les applications s'élargissent. En spectroscopie, la bande SWIR est utile pour identifier des molécules car elle contient des bandes d'absorption caractéristiques de nombreuses espèces moléculaires biochimiques et atmosphériques pertinentes [Kifle 20, Pan 19]. Par exemple la bande spectrale entre 2,3 et 2,4 μm comprend des raies d'absorption intenses d'espèces chimiques telles que le fluorure d'hydrogène (HF), le monoxyde de carbone (CO), l'oxyde nitreux (N_2O), le méthane (CH_4) et le formaldéhyde (H_2CO). Cette bande spectrale se situe également dans une fenêtre de transparence atmosphérique. Ainsi, les lasers à 2,3 μm accordables en longueur d'onde sont utilisés pour la détection des gaz dans l'atmosphère ou la métrologie optique des processus de combustion [Mcaleavey 97]. Ils sont également pertinents pour les mesures non invasives du glucose dans le sang [Fard 08].

Comme pour les phosphores, les ions "lasers" SWIR peuvent être des ions de terres rares ou des ions à transition métallique. Parmi les terres rares, on retrouve l'ytterbium (Yb^{3+}), le Néodyme (Nd^{3+}), l'erbium (Er^{3+}), le dysprosium (Dy^{3+}) et le thulium (Tm^{3+}) et parmi les ions de transitions métalliques, on peut mentionner le chrome (Cr^{2+}), le fer (Fe^{2+}) et le cobalt (Co^{2+}). Les diagrammes de niveaux d'énergie et le spectre d'émission caractéristiques des ions terres rares sont présentés en figure I.11 et en figure I.12 pour les ions à transitions métalliques. Ces absorptions et ces émissions peuvent varier en fonction de la matrice.

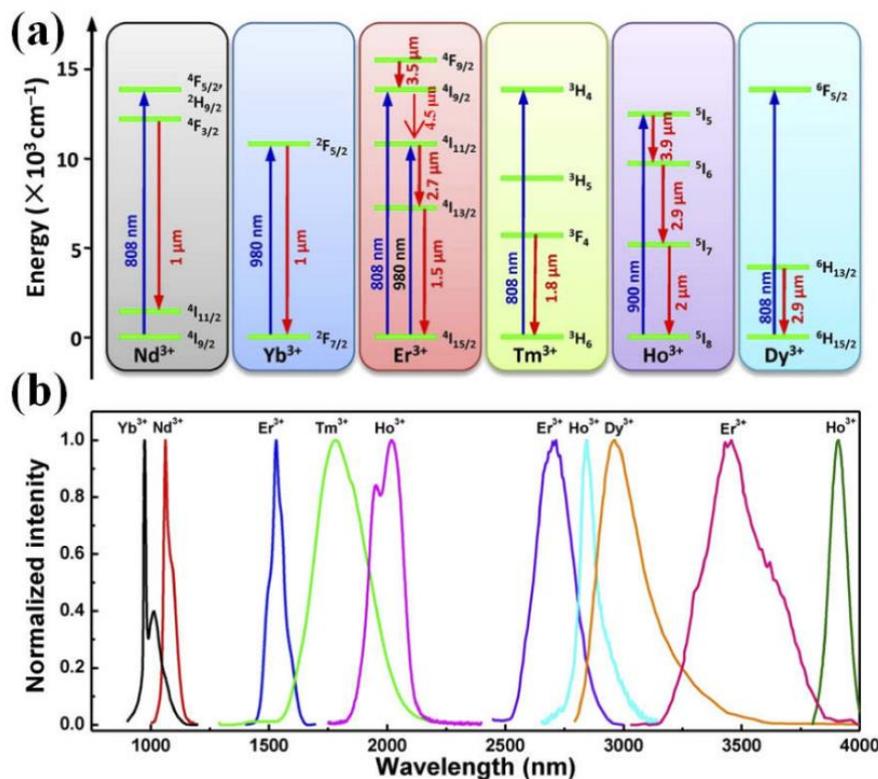


Figure I.11 – a) Diagramme de niveaux d'énergie des ion terres rares luminescents les plus communs. Les longueurs d'ondes de pompe sont indiquées par les flèches bleues et les longueurs d'ondes d'émission par les flèches rouges. b) Bandes typiques d'émission pour ces ions terre rares [Wang 19].

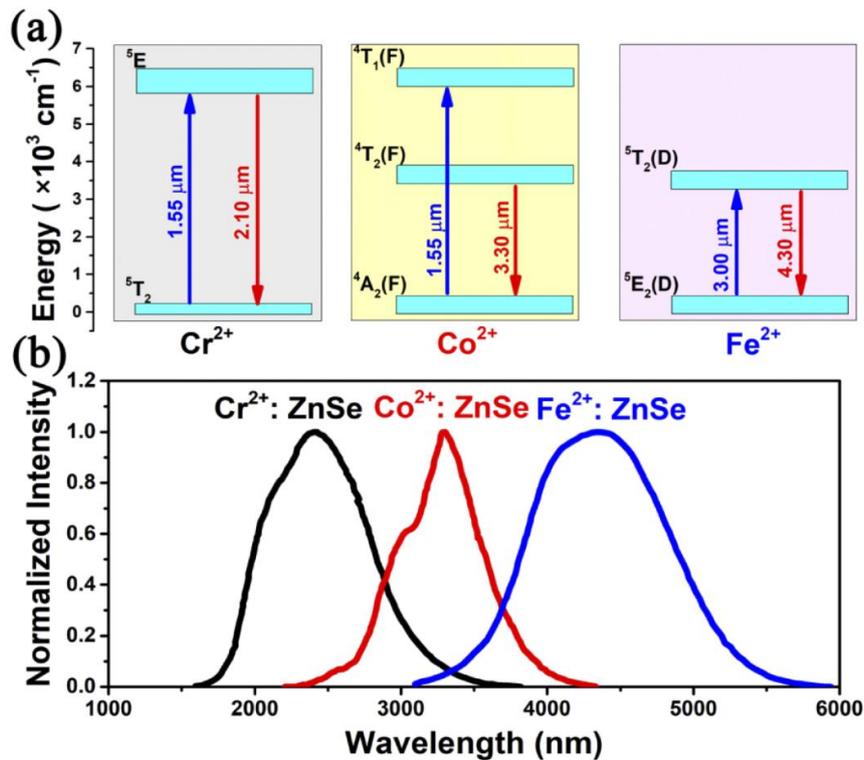


Figure 1.12 – a) Diagramme de niveaux d'énergies des ions à transitions métalliques les plus communs. Les longueurs d'ondes de pompes sont indiquées par les flèches bleues et les longueurs d'ondes d'émission par les flèches rouges. b) Bandes typiques d'émission pour ces ions à transitions métalliques [Mirov 10].

Les matrices hôtes de ces ions ont fait l'objet de nombreuses recherches. Il peut s'agir de cristaux massifs, de céramiques ou de verres. Un point clef concerne les couplages électron-phonon entre les ions dopant et la matrice : si le couplage est fort, des effets non radiatifs peuvent réduire fortement l'émission. Comme les énergies des transitions dans le SWIR sont assez faibles, typiquement entre 3000 cm⁻¹ et 10000 cm⁻¹, il faut faire attention à l'énergie des phonons de la matrice. Si l'énergie des phonons est "grande", typiquement supérieure à 500 cm⁻¹, il faudra peu de phonons pour réaliser des transitions non radiatives qui deviennent alors assez probables. Pour les ions à transitions métalliques qui sont très sensibles aux couplages électron-phonons, il faut donc chercher des matrices à faible énergie de phonons (comme les chalcogénures ZnSe, ZnS, CdSe, etc.). Pour les ions terre rare, le couplage électron-phonon est moins important et il y a plus de degrés de liberté sur les matrices : les oxydes comme les grenats (YAG, GGG, LuAG...) ou les sesquioxides (Y₂O₃, Sc₂O₃, Lu₂O₃) peuvent être utilisés malgré de fortes énergies de phonons et une bande de transparence limitée dans l'infrarouge. Les fluorures (CaF₂, YLiF₄...) sont aussi une bonne option, car les températures de croissance des cristaux sont en général plus faibles que les oxydes. Cependant, ils nécessitent des atmosphères bien contrôlées, en raison de l'élément fluor. Ces matériaux sont particulièrement intéressants car ils sont transparents dans le SWIR.

La croissance des cristaux cités ci-dessus est très bien maîtrisée. Il existe de nombreux fournisseurs proposant des cristaux de très bonne qualité avec des tailles pouvant atteindre une dizaine de cm.

En parallèle, de nombreuses recherches se poursuivent sur des matrices originales comme $\text{KLu}(\text{WO}_4)_2$ [Tyazhev 22], LCLNGG [Wang 18], ou le CaLGO [Dupont 23].

Il est intéressant de constater que ces matériaux "massifs" sont uniquement utilisés pour faire des lasers dans le SWIR.

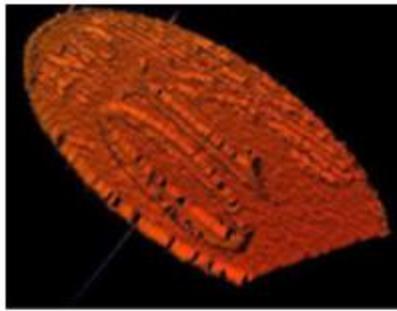
Les seules sources d'émission spontanée basées sur des cristaux massifs que nous avons trouvées utilisent le Ti :saphir [Wang 15, Sacchet 2010]. La puissance de sortie est limitée à 70 mW sur une bande spectrale dans l'infrarouge proche (700-900 nm). A notre connaissance, aucun matériau "laser" massif n'a été encore utilisé pour une émission spontanée dans le SWIR.

Maintenant que nous avons fait l'inventaire des sources SWIR, il faut discuter de leur compatibilité avec l'imagerie dans le SWIR en commençant par les problématiques de cohérence.

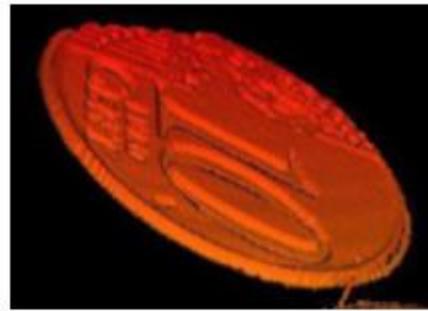
3.4 PROBLEMATIQUE DE LA COHERENCE

Comme il a été vu dans l'introduction grâce à ses nombreux avantages l'imagerie active dans le SWIR connaît un intérêt grandissant. Cette technique d'imagerie nécessite une source de lumière émettant à la longueur d'onde à laquelle on souhaite imager notre scène. Actuellement les lasers sont majoritairement utilisés pour l'imagerie active grâce à leur luminance très élevée et leur grande disponibilité dans le SWIR à différentes longueurs d'onde notamment à 1,55 μm grâce au domaine des télécommunication [Breiter 16, Laurenzis 15, Paunescu 18, Lutz 17].

Les lasers sont des sources de lumière cohérentes et sont donc sujets au speckle. Le speckle se caractérise par des figures d'interférences caractérisées par une répartition irrégulière et imprévisible de taches brillantes et sombres (Figure I.13). Ce phénomène est dû aux interférences entre les rayons diffusés par la cible éclairée par de la lumière cohérente. Dans certaines applications le speckle peut constituer une source précieuse d'informations sur la source de lumière ou la cible illuminée. En interférométrie par speckle, comme l'imagerie laser à contraste de speckle, les motifs du speckle sont nécessaires à la visualisation instantanée de la perfusion des tissus sanguins [Briers 01, Boas 10]. Cependant c'est souvent un problème pour l'imagerie car le speckle cause la détérioration de la qualité de l'image [Goldberg 13].



Lumière cohérente



Lumière incohérente

Figure I.13 – Image d'une pièce de 10 centimes éclairée avec une source de lumière cohérente ou une source de lumière incohérente réalisées par Effilux. Dans le cas de la lumière cohérente il y a du speckle qui réduit le nombre de détails visibles.

L'utilisation de lasers est tout de même envisageable avec des méthodes pour éviter le speckle comme le moyennage temporel avec l'ajout d'un diffuseur mobile (qui fait baisser drastiquement la luminance), la réduction de la cohérence temporelle et spatiale, le mélange de polarisations, longueurs d'onde et angles ou le traitement numérique de plusieurs images en présence de speckle [Metha 12, Wang 13].

Il existe aussi des lasers aléatoires (« random laser » en anglais) qui diffèrent des lasers conventionnels par la manière dont ils génèrent et amplifient la lumière. Dans un laser traditionnel, la lumière cohérente est générée par réflexions multiples entre deux miroirs dans une cavité optique, ce qui permet d'amplifier la lumière jusqu'à ce qu'elle atteigne le seuil laser. En revanche, un « random laser » utilise un milieu amplificateur désordonné, tel qu'un matériau solide contenant des nanoparticules ou des molécules dispersées de manière aléatoire. Plutôt que de compter sur des réflexions spécifiques entre des miroirs, le processus d'émission cohérente se produit grâce à la diffusion multiple de la lumière à l'intérieur du matériau désordonné. Les "random lasers" ont donc une plus faible cohérence spatiale que les lasers tout en émettant une forte luminance [Redding 12]. Bien que la cohérence puisse être moindre, le processus de diffusion multiple peut néanmoins induire une certaine cohérence dans la direction de propagation dominante. La cohérence spatiale peut varier en fonction de la géométrie du milieu désordonné et d'autres facteurs expérimentaux. Ainsi le speckle reste présent même s'il est atténué par la diminution de la cohérence.

De plus avec les lasers, on aura très souvent un spectre étroit alors que c'est intéressant d'éclairer avec un spectre large pour identifier des objets ayant un spectre d'absorption spécifique.

Compte tenu des problèmes que posent les lasers, on considère dans la suite de l'étude uniquement les sources incohérentes à spectre large dans le SWIR.

3.5 COMBINAISON PUISSANCE-LUMINANCE

Pour mieux comprendre l'importance de la luminance et de la puissance pour éclairer un objet, nous allons prendre un exemple. Pour rappel la luminance est la puissance émise par un élément de surface dans une direction donnée, par unité de surface et par unité d'angle solide.

On considère une source émettant dans le SWIR qu'on veut utiliser en imagerie. Cette source est associée à une optique qui collecte sa lumière et qui l'image à distance d sur une surface S (voir Fig.I.13). L'optique a une pupille de sortie d'un diamètre ϕ_{source} conditionnée par son encombrement et son coût. Afin d'obtenir un signal suffisant sur la caméra qui regarde la surface S , il faut assurer un certain éclairement E sur la surface S . La puissance arrivant sur la surface S est notée P ($E=P/S$).

En faisant un raisonnement "à l'envers" et en fixant l'éclairement voulu sur la surface à illuminer, on peut calculer une luminance minimale en sortie de l'optique pour remplir les conditions dans le cas de petits angles :

$$L_{min} = \frac{E}{\pi \cdot \left(\frac{\phi_{source}}{2d}\right)^2} \quad (I.3)$$

Voici un exemple d'ordre de grandeur : On souhaite éclairer un objet situé à une distance de $d = 5$ m. Comme les caméras sont peu sensible dans le SWIR il faut un éclairement d'au moins $E = 1 \mu\text{W}/\text{cm}^2$. On fixe une optique de collection de taille "raisonnable" telle que $\phi_{source} = 10$ cm. On a alors une luminance minimale pour le faisceau d'éclairage de $L_{min} = 3,2 \text{ mW}/\text{sr}/\text{cm}^2$.

Maintenant si on veut éclairer à $d=1$ km on recalcule la luminance et on trouve $L_{min} = 127 \text{ W}/\text{sr}/\text{cm}^2$. Comme la luminance se conserve, il faut que la source ait au moins cette luminance. Il est prudent de prévoir plus car la collection de l'émission spontanée par une optique d'ouverture limitée peut réduire fortement la puissance transmise par l'optique.

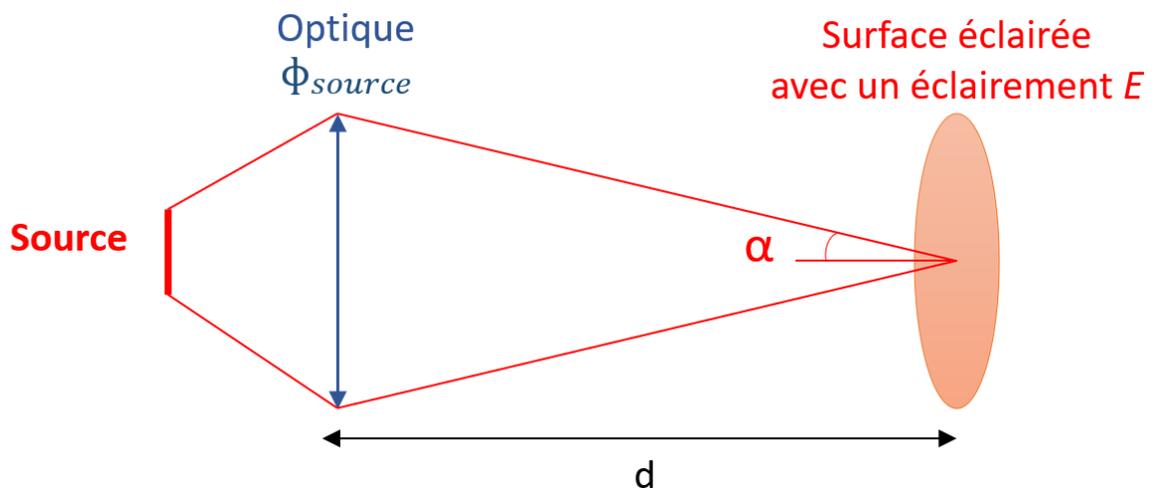


Figure I.14 – Schéma d'illumination d'une surface S avec une source en utilisant une optique de collection.

Considérant qu'on éclaire un champ de 100 cm^2 , on a alors besoin d'une puissance de $100 \text{ }\mu\text{W}$. Maintenant si on veut augmenter le champ sans rien changer d'autre (par exemple avec un changement de mise au point de l'optique) tout en gardant le même éclairement sur la surface éclairée, il faut augmenter la puissance P de la source. A 1 km , en supposant que la source a une divergence de 17 mrad , on peut estimer la zone d'éclairage sera de l'ordre de 1000 m^2 . Il faudrait donc une puissance de 10 W .

En résumé pour éclairer un grand champ il faut privilégier une forte puissance et pour avoir un éclairage localisé à distance, il faut une luminance élevée. Ces deux grandeurs étant importantes, on choisit de donner une vue globale des performances des sources SWIR (incohérentes et spectre large) dans un graphique puissance/luminance (Fig I.15). Pour ne pas surcharger le graphique, on a choisi de représenter uniquement des sources commerciales. Le détail des performances de ces sources est donné dans le tableau I.2. Pour les sources à très large bande spectrale (comme les sources thermiques), la puissance et la luminance ne sont prises en compte qu'à partir de $1 \text{ }\mu\text{m}$.

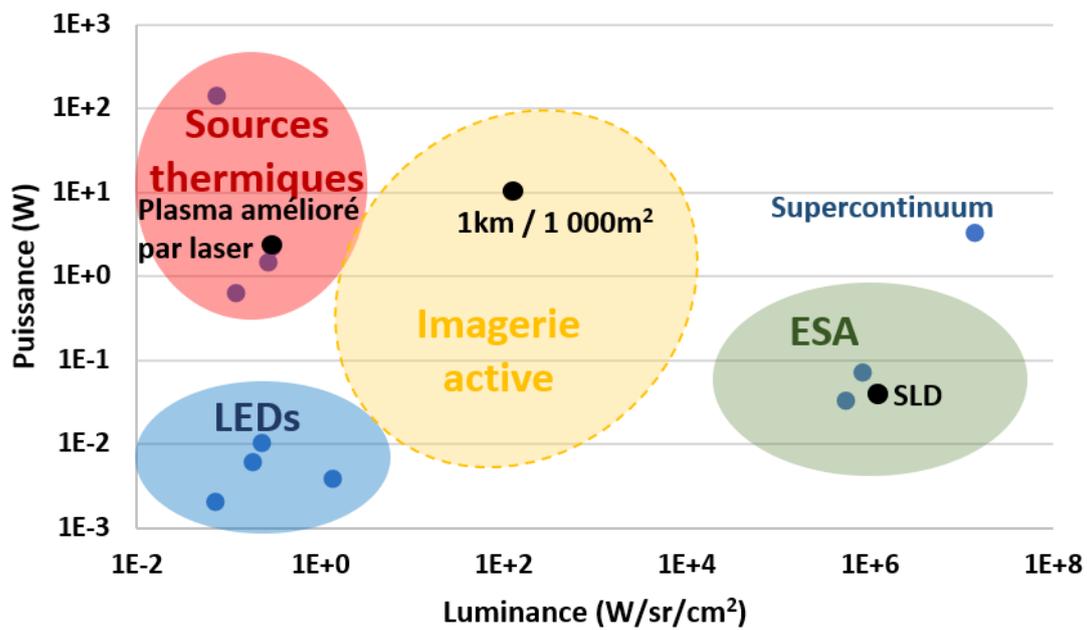


Figure I.15 – Etat de l’art des sources incohérentes commerciales dans le SWIR. Les performances des sources sont intégrées dans le SWIR c’est-à-dire à partir de 1 μm . ESA signifie émission spontanée amplifiée. SLD signifie Super Luminescent Diode. Le détail des données se trouve dans le tableau ci-dessous. La zone hachurée correspond aux sources idéales pour l’imagerie active. Le point à l’intérieur correspond aux besoins pour éclairer une scène de 1000 m^2 à 1km.

Tableau I. 2 – Détails concernant les sources présentes dans la figure I.13 :

Type de source	Puissance (W)	Luminance (W/sr/cm ²)	Longueur d'onde d'émission SWIR (μm)	Référence
Corps noir	$1,4 \cdot 10^2$	$7,7 \cdot 10^{-2}$	1-5	RCN1250N2 par HGH
Globar	1,5	$2,8 \cdot 10^{-1}$	1-5,5	SL203 par Thorlabs
Tungstène	$6,3 \cdot 10^{-1}$	$1,3 \cdot 10^{-1}$	1-5,5	SLS202L par Thorlabs
Plasma amélioré par laser	2,2	0,3	1-2,4	EQ-400 par Energetiq
LEDs	$2,0 \cdot 10^{-3}$	$7,4 \cdot 10^{-2}$	1,6	LED1600L par Thorlabs
	$3,8 \cdot 10^{-3}$	1,4	1,55	L12509-0155P par Hamamatsu
	$6,0 \cdot 10^{-3}$	$1,9 \cdot 10^{-1}$	1,95	LED19SC par Boston electronics
	$1,0 \cdot 10^{-2}$	$2,4 \cdot 10^{-1}$	2,15	LED21SC par Boston electronics
SLD	$4,0 \cdot 10^{-2}$	$1,2 \cdot 10^6$	1,55	SLD1450S par Thorlabs
Sources ESA	$3,3 \cdot 10^{-2}$	$5,5 \cdot 10^5$	1,52-1,6	ASE730 par Thorlabs
	$7 \cdot 10^{-2}$	$8,5 \cdot 10^5$	1,8-2	ASE1900 par Thorlabs
Supercontinuum	3,2	$1,4 \cdot 10^7$	1-2,5	FIU-15 par NKT Photonic

La figure I.15 montre d'un côté les sources thermiques avec de fortes puissances mais des luminances très faibles et de l'autre, les sources à émission spontanée amplifiée qui utilisent des lasers avec de très fortes luminances mais des puissances limitées. Dans ce paysage, les LEDs SWIR ont des performances très modestes, ce qui limite fortement leur utilisation en éclairage (surtout comparé au domaine visible).

On s'aperçoit que les sources incohérentes qui existent actuellement répondent partiellement au besoin d'imagerie à courte portée et faible champ. Si on veut pousser l'imagerie à des portées de l'ordre du km avec un grand champ les sources existantes ne le permettent pas. Donc il manque des sources à spectre large qui combinent puissance et luminance dans le SWIR pour une imagerie active performante.

4 CONCLUSION

Ce chapitre nous a permis de dresser l'état de l'art des sources dans le SWIR et de mettre en évidence que pour réaliser de l'imagerie active dans le SWIR les sources incohérentes à spectres larges sont intéressantes. Pourtant actuellement il n'existe pas de sources qui combinent une forte luminance et une forte puissance, indispensables pour un éclairage de larges scènes à distance.

Les concentrateurs luminescents offrent justement cette combinaison. Ils ont été jusqu'à présent beaucoup développés dans le visible mais très peu dans le SWIR, mis à part un premier résultat prometteur avec un Er:Yb:verre [Pichon 18]. Le chapitre suivant va permettre de découvrir ces sources originales, comment elles fonctionnent et comment les optimiser.

Chapitre II

Les concentrateurs luminescents

Sommaire

1 INTRODUCTION.....	46
2 LES PRINCIPES DE BASE D'UN CONCENTRATEUR LUMINESCENT	49
2.1 DEFINITION DES CONES DE TRANSMISSION	49
2.2 EFFET CONCENTRATEUR.....	50
2.3 INDICATRICE EN SORTIE DU CONCENTRATEUR	51
2.4 FACTEUR DE CONCENTRATION.....	53
2.5 PUISSANCE EN SORTIE DU CONCENTRATEUR	55
3 AUGMENTATION EXTRACTION DE LA LUMIERE.....	58
3.1 EXTRACTION DE 2 CONES	58
3.2 EXTRACTION DE 4 CONES	64
3.3 EXTRAIRE PLUS DE LUMIERE EN ELARGISSANT LE CONE DE SORTIE.....	68
4 AUGMENTATION DE LA LUMINANCE	75
4.1 RECYCLAGE « 3D » DE LA LUMIERE.....	75
4.2 LE CAS DE L'ARRETE.....	80
5 CONCLUSION	82

1 INTRODUCTION

Un concentrateur luminescent consiste en un parallélépipède de forme aplatie contenant des luminophores (fig.II.1). Le concentrateur luminescent est caractérisé par une forme parallélépipédique dont la longueur, la largeur et l'épaisseur sont respectivement notées l , w et t (Fig.II.7), avec $l \geq w \geq t$. Les grandes faces ($w \times l$) servent de face de pompage pour exciter optiquement les luminophores. Les luminophores absorbent la lumière de pompage et la réémettent de façon isotrope. Le pompage peut être de plusieurs origines comme le soleil, des LEDs, des flashes ou même des lasers. Les luminophores sont dans un milieu d'indice élevé le plus transparent possible à leur longueur d'onde d'émission. La différence d'indice entre le concentrateur luminescent et l'air induit un guidage de la lumière émise par les luminophores dans le concentrateur. Une partie de la lumière peut aussi être confinée comme nous allons l'expliquer dans la suite.

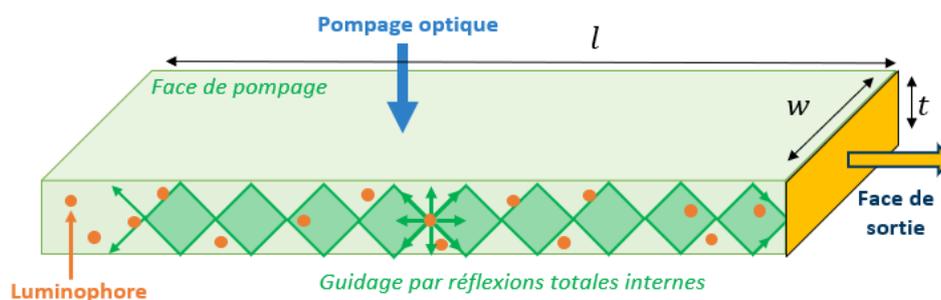


Figure II.1 – Schéma de principe du concentrateur luminescent.

Les premiers concentrateurs luminescents ont été développés pour les panneaux solaires. En 1976, Weber et Lambe présentent un système qu'ils nomment *luminescent greenhouse collector for solar radiation* [Weber 76]. Cette première référence à un concentrateur luminescent a pour but d'augmenter le rendement des panneaux photovoltaïques. Une grande diversité de matériaux, de géométries et d'architectures ont été développés depuis la fin des années 1970. Deux articles de revue ont été publiés sur le sujet [Debije 12, Rafiee 19]. L'idée du concentrateur luminescent pour l'énergie solaire consiste à séparer la collecte de la lumière de sa conversion en électricité. Contrairement aux panneaux solaires classiques qui utilisent de grandes cellules photovoltaïques pour capter et convertir la lumière du soleil, les concentrateurs luminescents utilisent des cellules plus petites. Cela permet d'utiliser des types de cellules plus efficaces, même si elles sont plus coûteuses. De plus, les concentrateurs luminescents ont l'avantage de capter également la lumière diffuse et ne nécessitent pas de système de suivi du soleil. Cependant, ils présentent des inconvénients, tels qu'un rendement plus faible par rapport à d'autres systèmes et une durée de vie limitée des polymères utilisés. Malgré cela, il existe des configurations où les concentrateurs luminescents peuvent être très intéressants, par exemple, en utilisant de

grands concentrateurs semi-transparents dans le spectre visible comme surfaces vitrées pour les bâtiments comme on le voit en figure II.2.b [Meinardi 15, Meinardi 17, Meinardi 14, Zhao 13].

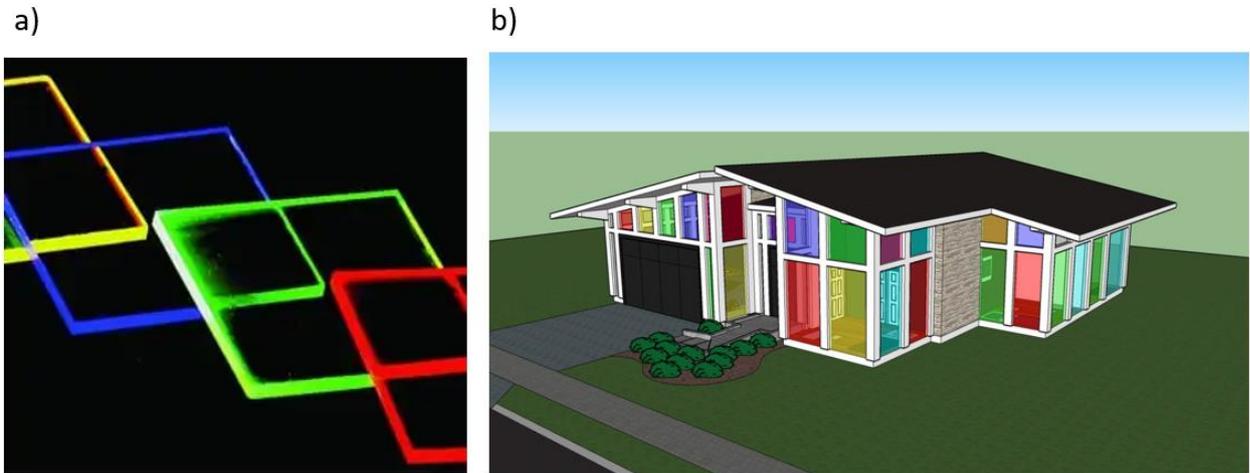


Figure II.2 – a) Photos d'échantillons de concentrateur solaires. b) Projet d'une maison avec des fenêtres en concentrateurs solaires entourées de cellules photovoltaïques.

Le concentrateur luminescent a émergé du domaine du photovoltaïque. Depuis le début des années 2010, de nouveaux types de concentrateurs luminescents, pompés par LED, apparaissent pour d'autres applications comme l'illumination [de Boer 16] ou le pompage de lasers [Barbet 16b].

Pour les concentrateurs, plusieurs types de matériaux ont été étudiés comme les polymères [Yang 09, Meinardi 14, Turnbull 10], certains cristaux [De Boer 16, Barbet 16a, Sathian 17] ou des verres [Zhang 15]. De nombreux luminophores ont été testés comme des terres rares [Huang 13, de Boer 16, Weber 76], des colorants [Currie 08], des boîtes quantiques [Bomm 11, Purcell-Milton 12, Meinardi 15, Meinardi 17] et des nanocristaux [Erickson 14, Meinardi 14]. Les concentrateurs qui donnent les meilleures performances en terme de puissance et de luminance sont les Ce:YAG émettant dans le visible (550-650 nm). Le record de luminance est de $4,6 \text{ kW/cm}^2/\text{sr}$ avec une puissance de 145 W sur une surface émettrice de $1 \times 1 \text{ mm}^2$ [Nourry-Martin 21]. Le pompage est réalisé avec des LED bleues.

En faisant l'état de l'art des sources incohérentes existantes dans le visible et en traçant la caractéristique puissance/luminance on obtient la figure II.3. Comme dans la bande SWIR, on observe qu'il y a d'un côté les sources classiques qui sont très puissantes mais peu lumineuses (corps noir, LED ou lampe flash) et que de l'autre côté il y a les sources incohérentes faisant intervenir un laser, souvent comme pompage, qui sont très lumineuses mais peu puissantes. Au milieu, les concentrateurs luminescent en Ce:YAG pompés par LED atteignent une combinaison de puissance/luminance qu'aucun autre type de source incohérente n'atteint.

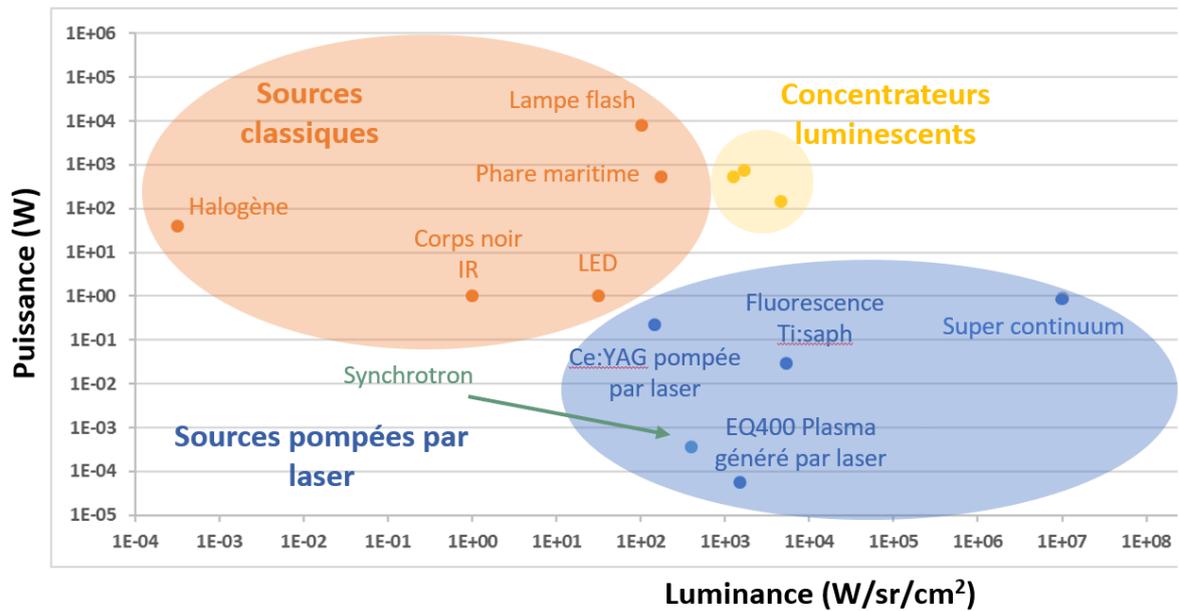


Figure II.3 – Etat de l'art des sources incohérentes dans le visible.

Dans ce chapitre nous allons détailler le principe de fonctionnement d'un concentrateur luminescent puis nous allons voir comment optimiser la puissance de sortie. Nous verrons ensuite qu'il est possible d'optimiser aussi la luminance en confinant la lumière dans la structure et en forçant l'extraction par une surface restreinte [Pichon 21]. Tout au long de ce chapitre des études de cas seront proposées à la fin de chaque partie pour illustrer les différents points clefs d'un concentrateur.

2 LES PRINCIPES DE BASE D'UN CONCENTRATEUR LUMINESCENT

2.1 DEFINITION DES CONES DE TRANSMISSION

Considérons un rayon émis dans le concentrateur se dirigeant vers la face de sortie. Sa transmission par l'interface de sortie est possible si son angle d'incidence est inférieur à un angle limite défini par la loi de Snell-Descartes :

$$\theta_{RTI} = \sin^{-1} \left(\frac{n_{air}}{n} \right) \quad (II.1)$$

Avec n l'indice de réfraction du concentrateur luminescent et $n_{air}=1$, celui de l'air.

Ainsi pour un émetteur isotrope dans le milieu d'indice n , seuls les rayons tels que $\theta < \theta_{RTI}$ peuvent sortir du concentrateur. On peut alors définir un cône de transmission du point émetteur isotrope par l'interface de sortie. Ce cône comprend les rayons émis par ce point qui peuvent sortir dans l'air. L'angle au sommet du cône de transmission est θ_{RTI} . Tous les rayons hors de ce cône de transmission sont réfléchis par réflexions totales internes sur l'interface qui agit alors comme un miroir parfait. Il est important de noter que le cône de transmission est le même pour tous les points émetteurs de la surface, seule la position spatiale change. De ce fait, si on considère uniquement l'aspect angulaire, en angle d'incidence sur l'interface, on peut définir le cône de transmission d'une interface : le cône de transmission d'une interface comprend l'ensemble des rayons dont l'angle d'incidence est inférieur à θ_{RTI} . L'angle solide de ce cône de transmission est :

$$\Omega = 2\pi(1 - \cos\theta_{RTI}) \quad (II.2)$$

Un concentrateur luminescent est un parallélépipède à 6 faces parallèles deux à deux et perpendiculaires entre elles. On peut donc définir 6 cônes de transmission qui peuvent se représenter en 3 dimensions (figure II.4.a), ou sur un planisphère (figure II.4.c) en utilisant les angles donnés sur la figure II.4.b. Les cônes situés sur l'équateur apparaissent alors comme des cercles (éventuellement déformés) et les cônes situés aux pôles apparaissent comme des bandes.

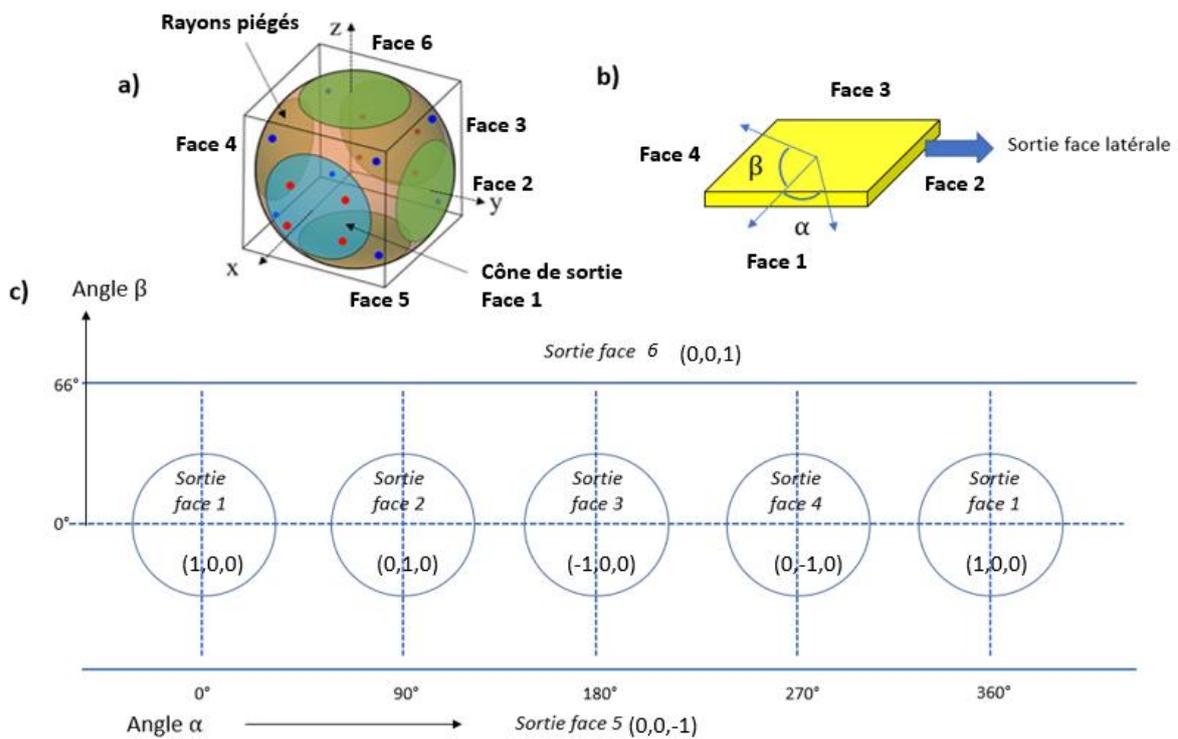


Figure 11.4 – a) Schéma des cônes de transmission d'un concentrateur. b) Schéma d'un concentrateur pour montrer l'orientation des angles α et β . c) Représentation des cônes de transmission du concentrateur dans un planisphère. Cas du $\text{Ce}:\text{YAG}$ avec $n=1.83$ dans l'air. Les coordonnées (x,y,z) pour chaque cône correspondent à la normale à l'interface de sortie correspondant.

Si l'indice du milieu est $n > n_{\text{air}} \times \sqrt{2}$ les cônes ne se recouvrent pas impliquant qu'un rayon appartenant à un cône de transmission est réfléchi sur toutes les autres faces par réflexions totales internes. En effet la symétrie de la géométrie du parallélépipède rectangle permet une conservation de la direction des rayons après réflexion sur les faces. Pour tout rayon à l'intérieur du concentrateur dont la direction de propagation est définie par les coordonnées cartésiennes (x, y, z) , une réflexion sur l'une des faces inversera le signe des coordonnées associées. Par conséquent, les symétries de la structure ne donnent que 8 directions possibles : $(\pm x, \pm y, \pm z)$ correspondant aux points rouges de la figure 11.4.a (4 points sur la calotte avant et 4 points sur la calotte arrière). Ceci a deux conséquences : un rayon appartenant à l'un des cônes de transmission des faces du concentrateur reste dans son cône par réflexion sur les autres faces du concentrateur et finit par quitter la structure. A l'inverse, un rayon n'appartenant pas à un cône de transmission est piégé dans la structure (correspondant aux points bleus de la fig.11.4.a). On peut alors dire que la structure conserve les cônes de transmission et une approche uniquement angulaire est alors possible pour mieux interpréter le fonctionnement des concentrateurs.

2.2 EFFET CONCENTRATEUR

Essayons maintenant de comprendre un peu mieux l'origine du terme "concentrateur".

Comme la lumière émise est isotrope, les cônes de transmission contiennent la même puissance. Chaque face du concentrateur émet la même puissance $P_{totale} \frac{\Omega}{4\pi}$ avec Ω l'angle solide d'un cône de transmission et P_{totale} la puissance totale émise par le concentrateur. Si on regarde maintenant l'émittance E sur une face de surface S du concentrateur on a :

$$E = \frac{P_{totale} \frac{\Omega}{4\pi}}{S} \quad (II.3)$$

Pour avoir la plus grande émittance il faut donc choisir la face de sortie avec la plus petite surface sur la figure II.3 : $S = w \cdot t$.

Si P_{totale} est fixée, on peut modifier l'émittance en changeant la forme du concentrateur car l'émittance est inversement proportionnelle à la surface de sortie du concentrateur. (Equation (II.3))

Prenons l'exemple d'un concentrateur pompé de façon homogène sur sa grande face par un éclairage E_{pompe} .

En supposant que toute la puissance de pompe incidente est convertie en lumière dans le concentrateur on a alors :

$$P_{totale} = \frac{\lambda_p}{\lambda} P_{pompe} \quad (II.4)$$

Ce qui fait sur la petite face de sortie une émittance de :

$$E_{sortie} = \frac{P_{totale} \frac{\Omega}{4\pi}}{wt} = \frac{\frac{\lambda_p}{\lambda} P_{pompe} \frac{\Omega}{4\pi}}{wt} \quad (II.5)$$

Si on compare l'émittance de pompe et celle en sortie on a alors :

$$\frac{E_{sortie}}{E_{pompe}} = \frac{\lambda_p}{\lambda} \frac{\Omega}{4\pi} \frac{l}{t} \quad (II.6)$$

En jouant sur le ratio $\frac{l}{t}$, c'est à dire sur le facteur de forme du concentrateur, il est possible d'avoir une émittance en sortie plus importante que l'émittance de pompe : c'est l'effet "concentrateur".

2.3 INDICATRICE EN SORTIE DU CONCENTRATEUR

Pour connaître l'allure de l'émission en sortie du concentrateur, on définit l'intensité émise dans une direction θ' par : $I(\theta') = \frac{dP}{d\Omega}$, où dP est la puissance émise dans l'angle solide élémentaire $d\Omega$ autour de la direction θ' .

On note θ l'angle d'incidence du rayon avant la sortie. θ' est donc l'angle réfracté avec la

relation de Descartes : $n \sin \theta = n' \sin \theta'$

Dans le concentrateur, l'émission est isotrope mais en sortie, il faut tenir compte des réflexions de Fresnel qui varient avec l'incidence :

$$R_{TE}(\theta) = \left(\frac{n \cos \theta - n' \cos \theta'}{n \cos \theta + n' \cos \theta'} \right)^2 \text{ et } R_{TM}(\theta) = \left(\frac{n \cos \theta' - n' \cos \theta}{n \cos \theta' + n' \cos \theta} \right)^2 \quad (II.7)$$

La transmission de Fresnel pour un angle d'incidence θ , moyennée sur les deux polarisations s'écrit :

$$T(\theta) = 1 - \frac{1}{2}(R_{TE}(\theta) + R_{TM}(\theta)) \quad (II.8)$$

L'intensité dans la direction de sortie θ' correspondant à une direction incidente θ sur l'interface est donc :

$$I(\theta') = I_0 \cdot T(\theta) \quad (II.9).$$

Avec I_0 , l'intensité émise dans le concentrateur dans toutes les directions.

A cause des réflexions de Fresnel, l'émission en sortie n'est pas isotrope. Elle a une indicatrice en forme de "cloche" très similaire à celle d'un émetteur lambertien (Fig.II.5).

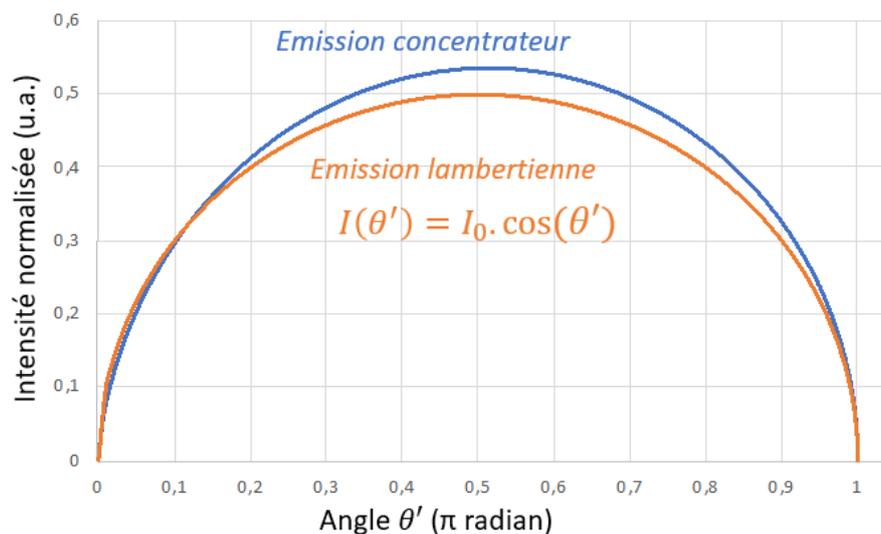


Figure II.5 – Indicatrice en intensité pour une source lambertienne ainsi que pour une face de sortie d'un concentrateur luminescent.

On peut aussi définir la luminance de la face de sortie du concentrateur dans une direction θ' .

$$L(\theta') = \frac{dP}{S \cos \theta' \cdot d\Omega} = \frac{I(\theta')}{S \cos \theta'} \quad (II.10)$$

La figure II.6 montre que la luminance est quasiment constante en fonction de la direction d'observation, dans une grande partie des directions d'observation. Ainsi, pour simplifier l'approche, on supposera que l'émission d'un concentrateur est lambertienne.

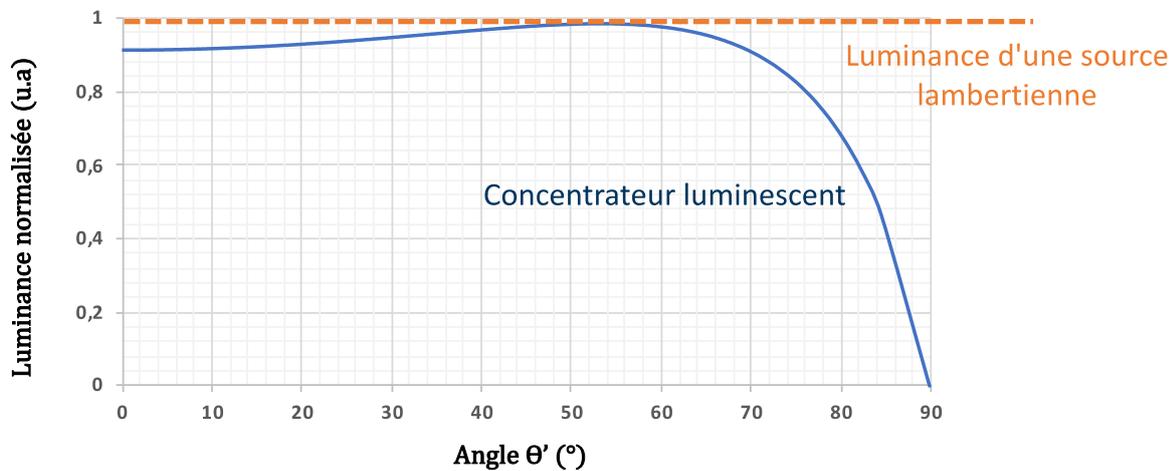


Figure II.6 – Comparaison de la luminance d'un concentrateur avec la luminance d'une source lambertienne.

2.4 FACTEUR DE CONCENTRATION

Pour une source lambertienne, la relation entre la luminance et l'émittance s'écrit : $L = \frac{E}{\pi}$.

En supposant que le concentrateur est pompé par une source lambertienne (ce qui peut être le cas avec des LED ou des lampes flash par exemple), on a :

$$\frac{L_{sortie}}{L_{pompe}} = \frac{\lambda_p \Omega l}{\lambda 4\pi t} \quad (II.11)$$

Dans le cas idéal on a un photon émis pour un photon absorbé. En réalité le rendement quantique de fluorescence η_r , correspondant au nombre de photons émis sur le nombre de photons absorbés n'est jamais à 100%. Les processus non radiatifs sont en partie à l'origine d'une chute du rendement quantique. Si on prend en compte le rendement quantique de fluorescence η_r , on obtient la formule suivante :

$$\frac{L_{sortie}}{L_{pompe}} = \eta_r \cdot \frac{\lambda_p \Omega l}{\lambda 4\pi t} \quad (II.12)$$

En choisissant judicieusement le ratio $\frac{l}{t}$ on trouve que le concentrateur luminescent peut augmenter la luminance. On définit donc le ratio $\frac{L_{sortie}}{L_{pompe}}$ comme le facteur de concentration (en supposant une source de pompage lambertienne).

Cette augmentation de la luminance va à l'encontre du principe de conservation de la luminance en optique géométrique. En fait, le processus d'absorption/émission permet de contourner ce principe. La limite thermodynamique proposée par Yablonovitch¹ permettrait d'obtenir des facteurs de concentrations très élevés de l'ordre de 10^4 - 10^5 . Dans les faits, le facteur de concentration atteint, au mieux, quelques dizaines pour les concentrateurs solaires [Shanks 16]. Même si les travaux théoriques de Yablonovitch ont été validés par la suite, plusieurs études tentent d'expliquer cette différence entre la limite théorique et les mesures expérimentales du facteur de concentration de ces dispositifs. En effet, les études théoriques prennent en compte des objets parfaits. L'étude de [Papakonstantinou 15] montre que le facteur de concentration est très sensible aux imperfections du concentrateur (efficacité quantique, qualité des surfaces, pertes par propagation, réabsorption...).

Etude de cas Ce :LYSO :

L'oxyorthosilicate de lutécium et d'yttrium dopé au cérium (Ce :LYSO) est un scintillateur monocristallin bien connu, utilisé dans l'imagerie médicale et les scanners de sécurité. Le développement récent de LED UV de haute puissance, correspondant à sa bande d'absorption (figure EC.1), ouvre la possibilité d'utiliser le Ce:LYSO d'une nouvelle manière : en tant que source de lumière à l'état solide pompée par LED. Comme le Ce :LYSO est disponible sous forme de cristaux de grande taille, nous étudions son potentiel en tant que concentrateur luminescent. Les dimensions de notre concentrateur sont de $1 \times 22 \times 105 \text{ mm}^3$. Les paramètres pour le Ce :LYSO sont données sur le tableau ci-dessous :

¹ En 1980, Eli Yablonovitch a proposé une approche thermodynamique des concentrateurs luminescents, dans laquelle il a étendu le principe de conservation de la luminance en présence d'absorption et d'émission [Yablonovitch 80]. Dans cet article, Yablonovitch a défini le facteur de concentration (C) du concentrateur comme le rapport des luminances d'entrée (L) et de sortie (L') du système, et a établi une limite théorique basée sur la seconde loi de la thermodynamique :

$$C = \frac{L'}{L} = \frac{\lambda^2}{\lambda'^2} \cdot \exp \left[\frac{h \cdot c}{k \cdot T} \left(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda'} \right) \right]$$

où λ et λ' sont respectivement les longueurs d'onde absorbée et émise.

Tableau EC.1 – Paramètres du Ce :LYSO

Paramètres	Ce :LYSO (0.05% doping)	Commentaires
Indice de réfraction	$n=1,83$	Donné à 440 nm.
Longueur d'onde de pompe	$\lambda_p=365$ nm	Longueur d'onde Moyenne des LEDs
Absorption	$\alpha_p=17,7$ cm ⁻¹	Moyenné sur tout le spectre des LEDs
Emission	$\lambda_{em}=450$ nm	Longueur d'onde Moyenne du spectre émis
Rendement quantique	$\eta_r = 0,51$	Mesuré par R. Mahiou [Lopez 23]
Epaisseur	$t = 1$ mm	
Largeur	$w = 22$ mm	
Longueur	$l = 105$ mm	
Angle solide du cône de sortie	$\Omega = 1,02$ sr	Equation (II.2)

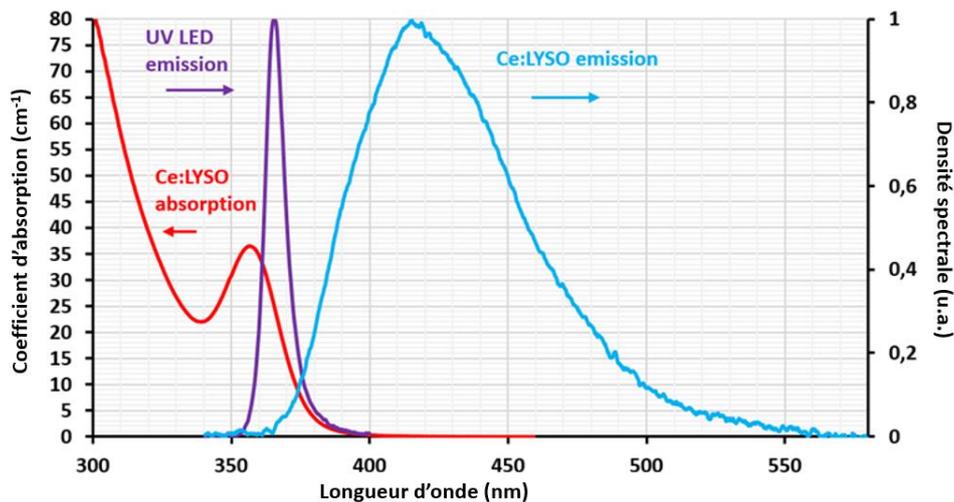


Figure EC.1 – Spectres d'absorption et d'émission de notre cristal en Ce :LYSO et spectre d'émission des LEDs UV utilisées (Nichia , NVCUQ096A-U365).

D'après la formule (II.12), et compte tenu des dimensions du Ce:LYSO, le facteur de concentration maximale théorique $\frac{L_{sortie}}{L_{pompe}}$ est de 3,5. Cette valeur est modeste par rapport aux facteurs de concentration atteints dans le Ce:YAG (10-20). Cependant elle est déjà suffisante pour réaliser une source de lumière bleues dépassant largement les performances des LEDs bleues [Lopez 23].

2.5 PUISSANCE EN SORTIE DU CONCENTRATEUR

Dans cette partie nous allons voir comment il est possible de calculer simplement la puissance attendue en sortie d'un concentrateur dans le cas d'un parallépipède rectangle.

On prend le cas où l'indice du concentrateur est $n > n_{air} \times \sqrt{2}$, pour qu'il n'y ait pas de recouvrement entre les différents cônes de sortie.

Vue de dessus (face pompée)

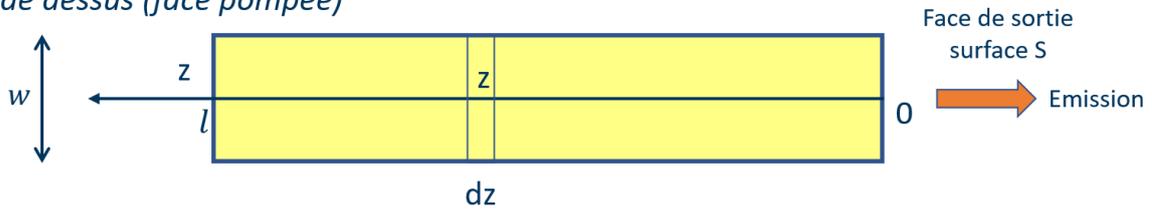


Figure II.7 – Schéma d'un concentrateur pour le calcul de la puissance émise par la face de sortie.

Calculons dans un premier temps la puissance contenue dans le cône de transmission de la face de sortie. Pour ce calcul nous allons nous référer à la figure II.7. En supposant un éclairage uniforme sur la face de pompage, la puissance de pompe reçue par la tranche dz est :

$$dP_{reçue\ dz} = T \cdot P_{pump} \frac{w \cdot dz}{w \cdot l} = T \cdot P_{pump} \frac{dz}{l} \quad (II.13)$$

Avec T la transmission de Fresnel de la face pompée en tenant compte de toutes les incidences.

$$T = \frac{\int_0^{\theta_{RTI}} I_0 \cdot T(\theta) \cdot 2\pi \cdot \sin\theta \cos\theta \, d\theta}{\pi I_0} = 2 \int_0^{\theta_{RTI}} T(\theta) \cdot \sin\theta \cos\theta \, d\theta \quad (II.14)$$

Il faut aussi tenir compte de la puissance absorbée par le concentrateur. On utilise pour cela, son absorption moyenne α_p (en cm^{-1}) qui se calcule en intégrant le spectre de la source de pompage sur le spectre d'absorption du concentrateur luminescent utilisé (voir figure EC.1 pour visualiser le recouvrement entre le spectre d'absorption du Ce :LYSO et celui d'émission des LEDs UV). La puissance absorbée par le concentrateur d'une épaisseur t s'écrit alors :

$$dP_{absorbé} = T \cdot P_{pump} \frac{dz}{l} \cdot (1 - e^{-t\alpha_p}) \quad (II.15)$$

On a donc en utilisant les longueurs d'onde moyenne de pompe et d'émission, la puissance émise par la tranche dz qui s'écrit :

$$dP = T \cdot \eta_r \frac{\lambda_p}{\lambda_{em}} P_{pump} (1 - e^{-t\alpha_p}) \frac{dz}{l} \quad (II.16)$$

La puissance émise par la tranche dz dans le cône de sortie est :

$$dP_{cône} = dP \frac{2\pi(1 - \cos\theta_{RTI})}{4\pi} = dP \frac{1 - \cos\theta_{RTI}}{2} \quad (II.17)$$

Cette lumière se propage jusqu'à la face de sortie et subit des pertes par propagation prises en compte via un coefficient α . Les pertes peuvent avoir plusieurs origines : diffusion, réabsorption, absorption par l'état excité... Ainsi la transmission jusqu'à la face de sortie est $e^{-\alpha d(z)}$, avec $d(z)$ la distance moyenne de propagation dans le cône de sortie dont le calcul est donné en annexe A :

$$d(z) = z \frac{-\ln(\cos\theta_{RTI})}{(1 - \cos\theta_{RTI})} \quad (II.18)$$

Par la suite pour simplifier les calculs on nommera :

$$k = \frac{-\ln(\cos\theta_{RTI})}{(1 - \cos\theta_{RTI})} \quad (II.19)$$

Finalement la puissance atteignant la surface de sortie venant de la tranche dz est :

$$dP_{\text{cône}} = T \cdot \eta_r \frac{\lambda_p}{\lambda_{em}} P_{\text{pompe}} (1 - e^{-t\alpha_p}) \frac{1 - \cos\theta_{RTI}}{2} e^{-\alpha k z} \frac{dz}{l} \quad (II.20)$$

En intégrant et en tenant compte de la transmission par la face de sortie (qui vaut aussi T), on trouve dans ce cas :

$$P_{\text{sortie}} = T^2 \cdot \eta_r \frac{\lambda_p}{\lambda_{em}} (1 - e^{-t\alpha_p}) \frac{1 - \cos\theta_{RTI}}{2} \frac{1}{\alpha l k} (1 - e^{-\alpha l k}) P_{\text{pompe}} \quad (II.21)$$

L'efficacité du concentrateur est donnée par le ratio de la puissance de sortie sur la puissance de pompe.

Etude de cas Ce:LYSO :

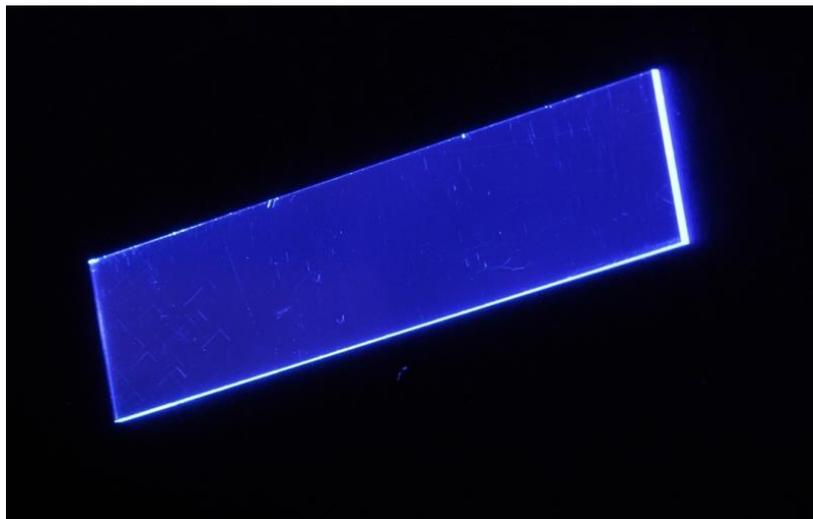


Figure EC.2 –Photo du cristal de Ce:LYSO utilisé en concentrateur.

En reprenant les différents paramètres du Ce:LYSO, on peut calculer l'efficacité du concentrateur avec la formule II.19. Elle vaut 2%. Pour connaître l'origine d'une efficacité aussi faible, il faut analyser les coefficients un par un :

- La transmission des interfaces conduit à une valeur $T^2=73\%$
- Le rendement quantique donne $\eta_r = 51\%$
- Le ratio des longueurs d'onde donne : $\frac{\lambda_p}{\lambda_{em}} = 81\%$
- L'absorption donne : $(1 - e^{-t\alpha_p}) = 83\%$
- Le cône de sortie donne : $\frac{1-\cos\theta_{RTI}}{2} = 8\%$
- La transmission du milieu en prenant en compte les pertes : $\frac{1}{\alpha l k} (1 - e^{-\alpha l k}) = 98\%$ ²

Dans ces différents facteurs, le plus limitant est celui qui concerne le cône de sortie dont l'angle solide est petit par rapport à 4π sr. Dans la suite, on verra comment augmenter l'extraction en jouant sur ce cône de sortie.

Dans notre expérience, le Ce:LYSO est pompé avec une puissance crête de 3405 W et il émet une puissance de sortie de 74 W. Avec cette puissance de pompe, nous calculons avec la formule (II.21) une puissance de sortie de 73 W. Ce calcul nous permet donc bien d'estimer la puissance en sortie du concentrateur.

3 AUGMENTATION EXTRACTION DE LA LUMIERE

Comme nous venons de le voir dans la partie précédente, l'efficacité du concentrateur est limitée. Le but de cette partie est d'étudier comment augmenter la puissance de sortie. On explore deux pistes : l'augmentation du nombre de cônes couplés vers la sortie et l'augmentation de la taille du cône de sortie.

3.1 EXTRACTION DE 2 CONES

En ajoutant un miroir sur la face opposée à la face de sortie, il est possible d'imager le cône de cette face pour qu'il se superpose au cône de sortie (Figure II.8). Ainsi, il est possible théoriquement de doubler la puissance de sortie.

² Pour estimer les pertes par propagation, nous avons mesuré la transmission d'un laser HeNe (à 633 nm) à travers le cristal de Ce:LYSO, sur 105 mm (en prenant en compte les réflexions de Fresnel sur les faces d'entrée et de sortie). Un coefficient de perte de $\alpha_0 = 4.10^{-3} \text{ cm}^{-1}$ est trouvé, ce qui montre l'excellente qualité optique de notre échantillon.

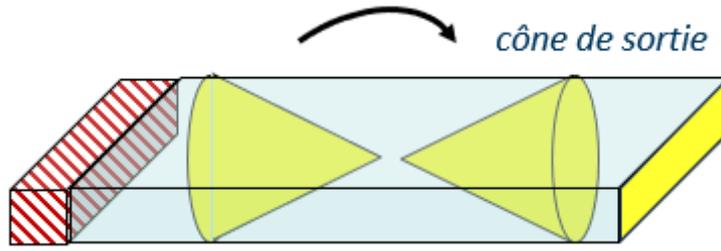


Figure II.8 –Schéma d'un concentrateur avec un miroir sur la face arrière.

Par symétrie, la puissance de sortie liée au cône imagé a la même expression que P_{sortie} mais avec une propagation supplémentaire après réflexion qui conduit à une transmission de $e^{-\alpha kl}$. Elle vaut :

$P'_{\text{sortie}} = P_{\text{sortie}} \cdot R \cdot e^{-\alpha kl}$ avec R, le coefficient de réflexion du miroir placé en face arrière.

La puissance de sortie totale est donc : $P_{\text{sortie}} + P'_{\text{sortie}}$

Etude de cas Ce:LYSO :

Dans le cas du Ce:LYSO, la puissance de sortie calculée donne $P_{\text{sortie}} + P'_{\text{sortie}} = 138 \text{ W}$ pour un coefficient de réflexion de $R=0,92$ alors que la valeur expérimentale vaut 116 W . Cette fois, il y a un décalage important entre la valeur calculée et la valeur expérimentale : il faut donc aller plus loin pour comprendre. Deux points sont à affiner : les réflexions multiples causées par la réflexion de Fresnel sur la face de sortie et les pertes par propagation.

Effet des réflexions multiples sur les deux cônes extraits

On note P_1 la puissance incidente sur la face de sortie, liée au cône de sortie :

$$P_1 = T \cdot \eta_r \frac{\lambda_p}{\lambda_{em}} (1 - e^{-t\alpha_p}) \frac{1 - \cos\theta_{RTI}}{2} \frac{1}{\alpha lk} (1 - e^{-\alpha lk}) P_{\text{pump}} \quad (\text{II. 22})$$

Au niveau de la face de sortie, P_1 se divise en deux : la puissance réfléchi par réflexion de Fresnel sur la face de sortie $P_{r1} = (1 - T)P_1$ et la puissance sortante $P_{t1} = TP_1$.

Après propagation dans la structure et réflexion sur le miroir arrière, la puissance incidente correspondant à ces rayons réfléchis est notée P_2 . Elle vaut :

$$P_2 = P_{r1} \cdot R \cdot e^{-2\alpha kl} = P_1(1 - T)R \cdot e^{-2\alpha kl} \quad (\text{II. 23})$$

De la même façon, P_2 se divise en deux parties : $P_{r2} = (1 - T)P_2$ et la puissance sortante $P_{t2} = TP_2$.

A la n-ième réflexion de Fresnel sur la face de sortie, on a donc : $P_{rn} = (1 - T)P_n$ et $P_{tn} = TP_n$ et $P_n = P_{r(n-1)} \cdot R \cdot e^{-2\alpha kl}$.

Par récurrence, on trouve que la puissance transmise après la nième traversée du concentrateur est :

$$P_{tn} = T(1 - T)^{n-1}(Re^{-2\alpha kl})^{n-1}P_1 \quad (II.24)$$

Pour connaître la puissance totale sortante P_t , il faut faire la somme de toutes les puissances traversant l'interface de sortie, en supposant que l'émission spontanée est spectralement suffisamment large pour que la somme des rayonnements soit incohérente (la longueur de cohérence est largement inférieure à un aller et retour dans le concentrateur).

On trouve ainsi que la puissance totale émise par le concentrateur est :

$$P_t = \frac{T}{1 - (1 - T)Re^{-2\alpha kl}} P_1 \quad (II.25)$$

On peut faire le même raisonnement sur le cône image qui donne une puissance incidente sur la face de sortie de $P'_1 = P_1 \cdot R \cdot e^{-\alpha kl}$

On a donc une puissance transmise venant du cône image qui vaut :

$$P'_t = \frac{T}{1 - (1 - T)Re^{-2\alpha kl}} R \cdot e^{-\alpha kl} P_1 \quad (II.26)$$

La puissance de sortie totale avec miroir sur la face arrière est donc : $P_{stm} = P_t + P'_t$

$$P_{stm} = \frac{(1 + R \cdot e^{-\alpha kl})}{1 - (1 - T)Re^{-2\alpha kl}} TP_1 \quad (II.27)$$

Etude de cas Ce:LYSO :

Dans le cas du Ce:LYSO, avec une puissance de pompe de 3405 W, on calcule une puissance de sortie de $P_{stm} = 155$ W qui est plus élevée que celle calculée précédemment du fait des réflexions multiples. La valeur expérimentale étant de 116 ± 2 W, il faut chercher les limitations du côté des pertes. La mesure expérimentale est obtenue à l'aide d'une sphère intégrante calibrée (LCS-100 de Labsphere).

Méthode simple d'estimation des pertes

Les réflexions multiples sont présentes même sans miroir sur la face arrière car les réflexions de Fresnel font office de miroir. Dans ce cas, il faut remplacer R par 1-T dans la formule de P_{stm} pour connaître la puissance de sortie sans miroir.

On peut donc donner l'expression de la puissance de sortie du concentrateur compte tenu des réflexions de Fresnel multiples sur la face de sortie et sur l'interface opposée :

$$P_{st} = \frac{(1 + (1 - T) \cdot e^{-\alpha kl})}{1 - (1 - T)^2 e^{-2\alpha kl}} TP_1 \quad (II.28)$$

Le ratio des deux puissances, $\frac{P_{stm}}{P_{st}}$ peut donner des informations intéressantes sur les pertes dans le concentrateur :

$$\frac{P_{stm}}{P_{st}} = \frac{(1 + R \cdot e^{-\alpha kl})}{1 - (1 - T) R e^{-2\alpha kl}} \frac{1 - (1 - T)^2 e^{-2\alpha kl}}{(1 + (1 - T) \cdot e^{-\alpha kl})} \quad (II.29)$$

Etude de cas Ce :LYSO :

Connaissant le ratio des puissances : $\frac{P_{stm}}{P_{st}}$, on peut en déduire un coefficient de pertes. Nous choisissons de mesurer ce ratio à faible puissance de pompe pour éviter les pertes additionnelles à cause de la forte puissance de pompe (effets thermiques ou absorption par l'état excité). On trouve un ratio de 1,72 ce qui donne des pertes linéiques extrapolés de : $1,7 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^{-1}$. Ces pertes sont beaucoup plus élevées que celles qui ont été mesurées avec un laser HeNe ($4 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$).

En regardant la figure EC.1 on se rend compte que dans le cas du Ce :LYSO on a un recouvrement entre le spectre d'absorption et le spectre d'émission. Ce recouvrement induit des pertes dites de réabsorption. Dans la suite nous allons détailler comment nous avons mesuré ces pertes.

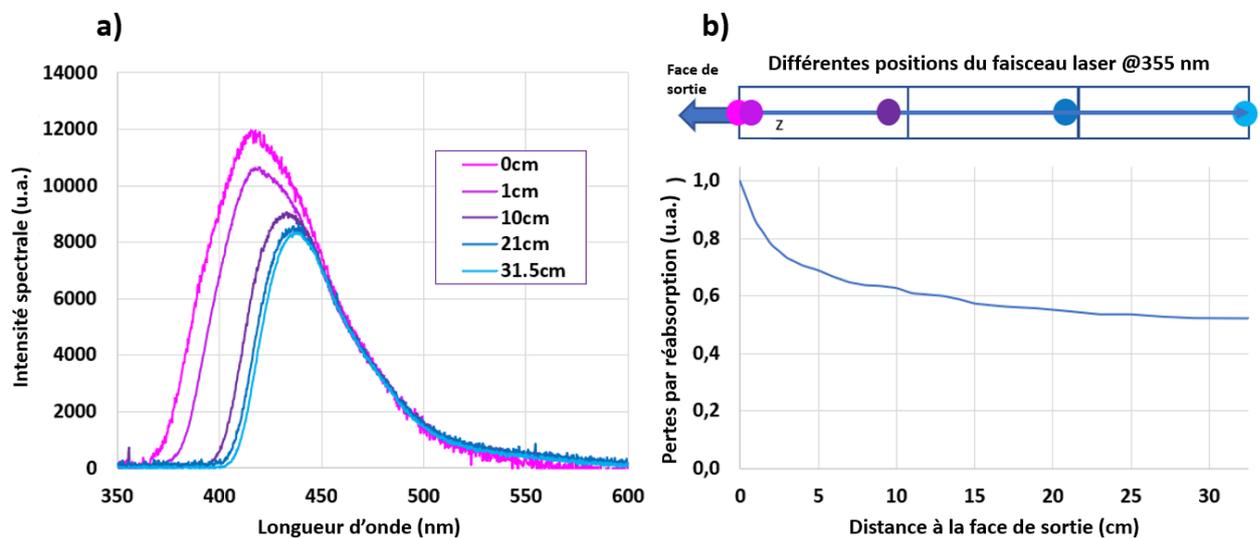


Figure EC.3 – a) Evolution du spectre normalisé sur les grandes longueurs d'onde en sortie du concentrateur en Ce :LYSO en fonction de la zone de pompage. b) Evolution des pertes par réabsorption représentées par le rapport entre le spectre à z et le spectre à z=0 donc sans réabsorption, en fonction de la distance entre le faisceau de pompage et la face de sortie.

Nous allons étudier le spectre d'émission en fonction de différentes longueurs de propagation dans le Ce:LYSO. À cette fin, nous utilisons un Nd:YAG à fréquence triplée comme source de pompage (émission à 355 nm) et déplaçons son spot de pompage de 5 mm de diamètre le long de notre échantillon de Ce:LYSO de 315 mm de long. Cet échantillon est composé de 3 cristaux parallélépipédiques de Ce:LYSO polis sur toutes leurs faces (chacun d'entre eux ayant des dimensions de $1 \times 22 \times 105 \text{ mm}^3$). Les cristaux sont collés ensemble avec une colle optique durcissant aux UV (indice de réfraction de $n=1,56$) afin de minimiser les réflexions à l'interface entre les cristaux collés. Le cristal Ce:LYSO absorbe la lumière UV à 355 nm et émet une lumière bleue localisée au niveau du point de pompage. Une partie de cette lumière convertie se propage dans l'échantillon par réflexions totales internes et atteint la surface de sortie où le spectre d'émission est recueilli avec une sphère d'intégration connectée à un spectromètre. Les différents spectres de sortie présentés dans la figure EC.3.a sont normalisés en supposant que la réabsorption est négligeable pour les longueurs d'onde supérieures à 450 nm et que les spectres sont donc similaires dans les régions les plus "rouges". La figure EC.3.b montre une évolution significative du spectre d'émission en fonction de la longueur de propagation à l'intérieur du cristal. Cette modification est liée aux pertes par réabsorption de la lumière guidée à l'intérieur du cristal. En effet, après chaque processus de réabsorption-réémission, la lumière est redistribuée dans toutes les directions et une partie peut à nouveau s'échapper à travers les faces du cristal. Afin d'évaluer ces pertes, on peut considérer la propagation sur une distance l comme premier exemple. Les densités spectrales à comparer sont $I_0(\lambda)$ et $I_l(\lambda)$ respectivement mesurées lorsque le spot de pompe est proche de la surface de sortie (à $z=0$) et à une distance $z=l$. Les photons provenant du spot de pompe à $z=l$ se propagent dans le cristal vers la face de sortie sur la distance moyenne de propagation kl . Pour chaque longueur d'onde, on peut déduire un coefficient de pertes dû à la réabsorption :

$$\alpha(\lambda) = -\frac{1}{kl} \ln \left(\frac{I_l(\lambda)}{I_0(\lambda)} \right) \quad (\text{EC.1})$$

Le coefficient moyen de pertes par réabsorption α_l peut être déterminé en intégrant l'ensemble du spectre de sortie :

$$\alpha_l = \frac{\int_{390nm}^{550nm} \alpha(\lambda) I_l(\lambda) d\lambda}{\int_{390nm}^{550nm} I_l(\lambda) d\lambda} \quad (\text{EC.2})$$

Avec les données enregistrées lors de l'expérience décrite sur la Fig. EC.3.b, nous avons trouvé $\alpha_l = 1,7 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^{-1}$.

Cela signifie que les pertes par réabsorption sont beaucoup plus importantes que les pertes dues aux imperfections du cristal.

Par contre en regardant la figure EC.3 on se rend compte que ces pertes évoluent au cours de la propagation et deviennent de moins en moins importantes. Pour tenir compte de cet effet, on estime les pertes par réabsorption avec une propagation entre l et $2l$. Dans cette plage de distance, le coefficient d'absorption pour une longueur d'onde λ s'écrit :

$$\alpha(\lambda) = -\frac{1}{kl} \ln \left(\frac{I_{2l}(\lambda)}{I_l(\lambda)} \right) \quad (\text{EC.3})$$

Le coefficient moyen de pertes par réabsorption entre l et $2l$ s'écrit :

$$\alpha_{2l} = \frac{\int_{390nm}^{550nm} \alpha(\lambda) I_{2l}(\lambda) d\lambda}{\int_{390nm}^{550nm} I_{2l}(\lambda) d\lambda} \quad (EC.4)$$

On fait de même avec la distance entre 2l et 3l en définissant un coefficient de réabsorption noté α_{3l} .

Pour des distances plus grandes ($> 3l$), on observe que la forme des spectres n'évolue plus de façon significative. Le coefficient de pertes par réabsorption est alors assimilé à α_{3l} . Expérimentalement on mesure : $\alpha_l = 1,7 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^{-1}$, $\alpha_{2l} = 9 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$ et $\alpha_{3l} = 4 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$.

Les équations sont reprises avec ces nouveaux coefficients qui s'ajoutent au coefficient de pertes par diffusion α_0 :

$$P_1 = T \cdot \eta_r \frac{\lambda_p}{\lambda_{em}} (1 - e^{-t\alpha_p}) \frac{1 - \cos\theta_{RTI}}{2} \frac{1}{(\alpha_0 + \alpha_l)lk} (1 - e^{-(\alpha_0 + \alpha_l)lk}) P_{pump} \quad (EC.5)$$

$$P'_1 = P_1 \cdot R \cdot e^{-(\alpha_0 + \alpha_{2l})kl} \quad (EC.6)$$

Pour tenir compte de l'évolution du coefficient de réabsorption entre l et 2l puis entre 2l et 3l, P_2 est modifiée :

$$P_2 = P_1 \cdot (1 - T) R \cdot e^{-(\alpha_0 + \alpha_{2l})kl} e^{-(\alpha_0 + \alpha_{3l})kl} \quad (EC.7)$$

Pour trouver P_t , il faut faire la somme de la série une fois que le coefficient de pertes s'est stabilisé (donc à partir d'une propagation supérieure à 2l), et donc à partir de P_2

La récurrence s'écrit donc :

$$P_{tn} = T(1 - T)^{n-2} (R e^{-2(\alpha_0 + \alpha_{3l})kl})^{n-2} P_2 \quad (EC.8)$$

$$P_t = \frac{T}{1 - (1 - T) R e^{-2(\alpha_0 + \alpha_{3l})kl}} P_2 + T P_1 \quad (EC.9)$$

$$P'_t = \frac{T}{1 - (1 - T) R e^{-2(\alpha_0 + \alpha_{3l})kl}} R \cdot e^{-(\alpha_0 + \alpha_{2l})kl} P_1 \quad (EC.10)$$

$$P_{stm} = P_t + P'_t \quad (EC.11)$$

En prenant en compte ce nouveau modèle, la puissance de sortie avec miroir est calculée à $P_{stm} = 119 \text{ W}$ à comparer à une puissance de $116 \pm 2 \text{ W}$ mesurée expérimentalement ce qui donne un écart très faible entre la valeur calculée et celle mesurée ce qui montre la pertinence du modèle. Ainsi, pour modéliser correctement la puissance de sortie dans le concentrateur en Ce:LYSO, il faut prendre en compte les réflexions multiples et les pertes par réabsorption.

3.2 EXTRACTION DE 4 CONES

Dans la partie précédente, nous avons montré qu'il était possible de collecter deux cônes vers la sortie en plaçant un miroir sur la face arrière. Ceci représente une amélioration mais l'efficacité reste modeste : par exemple, pour un milieu d'indice 1,8 au mieux 16% de la lumière émise peut être extraite.

Nous avons donc cherché des pistes pour améliorer l'extraction de l'émission spontanée. L'optimisation de l'efficacité d'extraction a fait l'objet de nombreux travaux dans le domaine des diodes électroluminescentes (LED en anglais), ce qui a conduit à une structuration complexe de la surface de sortie du semi-conducteur [Zhmakin 11]. Cette performance est rendue possible par l'ingénierie des semi-conducteurs. Cette stratégie peut ne pas être adaptée à toutes les sources isotropes, en particulier pour les milieux massifs homogènes tels que les concentrateurs dont le rapport surface de sortie/volume est très différent de celui des LEDs. Certaines études ont examiné d'autres configurations géométriques que le parallépipède rectangle, comme des formes hexagonales, cylindriques, pyramidales, triangulaires et demi-sphériques [Kartrunov 13, Danevich 14, Siyushev 10]. Cependant, ces formes ont tendance à avoir un effet négatif sur le guidage de la lumière et peuvent réduire l'efficacité de l'extraction par rapport au simple parallépipède rectangle. Cela explique pourquoi la forme la plus couramment utilisée reste, après des années d'études, le parallépipède rectangle.

Ayant bien exploité cette géométrie nous nous sommes demandé s'il n'était pas possible d'ajouter une face supplémentaire à la géométrie du concentrateur luminescent pour en extraire plus de lumière. En 1990, Carrier et Lecomte ont étudié expérimentalement l'effet d'une face de sortie inclinée dans des scintillateurs à base de BGO en forme de parallépipède rectangle [Carrier 90]. Ils ont observé un rendement plus élevé en inclinant la face de sortie. Cette amélioration a été attribuée à l'élimination de la symétrie du parallépipède rectangle, permettant aux rayons piégés dans la structure d'être extraits. Cet effet a été obtenu lorsque les autres faces étaient couvertes par des miroirs ou par un matériau diffusant comme le téflon. Plus récemment, une étude réalisée par T. Gallinelli [Gallinelli 19] sur des concentrateurs en Ce:YAG a abouti à des observations et des résultats similaires. Par conséquent, la modification de la géométrie du parallépipède rectangle semble être un moyen intéressant d'extraire les rayons piégés par la structure. Afin de générer une petite perturbation des rayons se propageant à l'intérieur du parallépipède rectangle, nous proposons d'ajouter une face inclinée de petite surface, au lieu de modifier totalement la géométrie du parallépipède rectangle en inclinant l'une des 6 faces.

La configuration explorée est donnée dans la figure II.9. La face additionnelle est considérée comme la face de sortie. Elle a son propre cône de sortie qui diffère de celui des autres faces. Ce cône s'image sur les autres faces latérales en 3 images multiples qui se superposent. Ainsi, il est possible de collecter 4 cônes au lieu de 2 (partie précédente). Cette configuration est appelée "configuration en arrête" puisque nous avons fait une nouvelle arrête sur la structure.

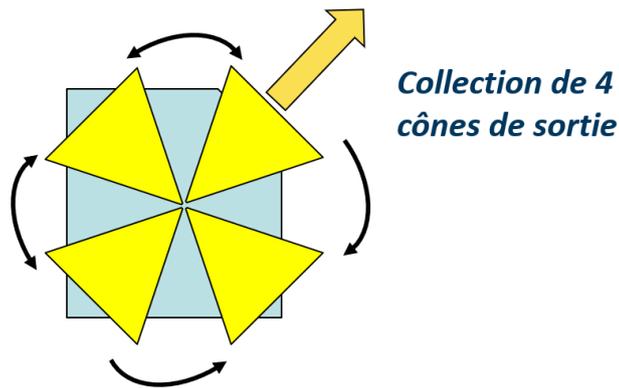


Figure II.9 –Schéma de principe d'un concentrateur en arrête, avec la collection de 4 cônes.

Pour comprendre en détail la propagation des rayons dans la structure, considérons un milieu luminescent homogène formé d'un parallélépipède rectangle (6 faces planes parallèles par paires). La normale aux faces forme une base orthonormée $(\vec{u}_x, \vec{u}_y, \vec{u}_z)$ comme représenté sur la figure II.10.a. Le cône d'extraction d'une face est défini par son angle de réflexion total interne ainsi que par son vecteur (qui est la normale à la face considérée). Par souci de simplicité on nommera maintenant les cônes d'extraction par leur vecteur. Une face de sortie supplémentaire appelée "arrête" correspondant à une face orthogonale au vecteur $\vec{n} (1,1,0)$ est considérée comme en figure II.10.b. Pour comparaison la face de sortie standard par la face $w \times t$ est orthogonale au vecteur $\vec{n} (1,0,0)$. Quand on ajoute une face à la structure un nouveau cône d'extraction apparaît (cône bleu dans la figure II.10.c). Dans le cas de l'arrête ce cône est à 45° des cônes des faces latérales adjacentes à la nouvelle face.

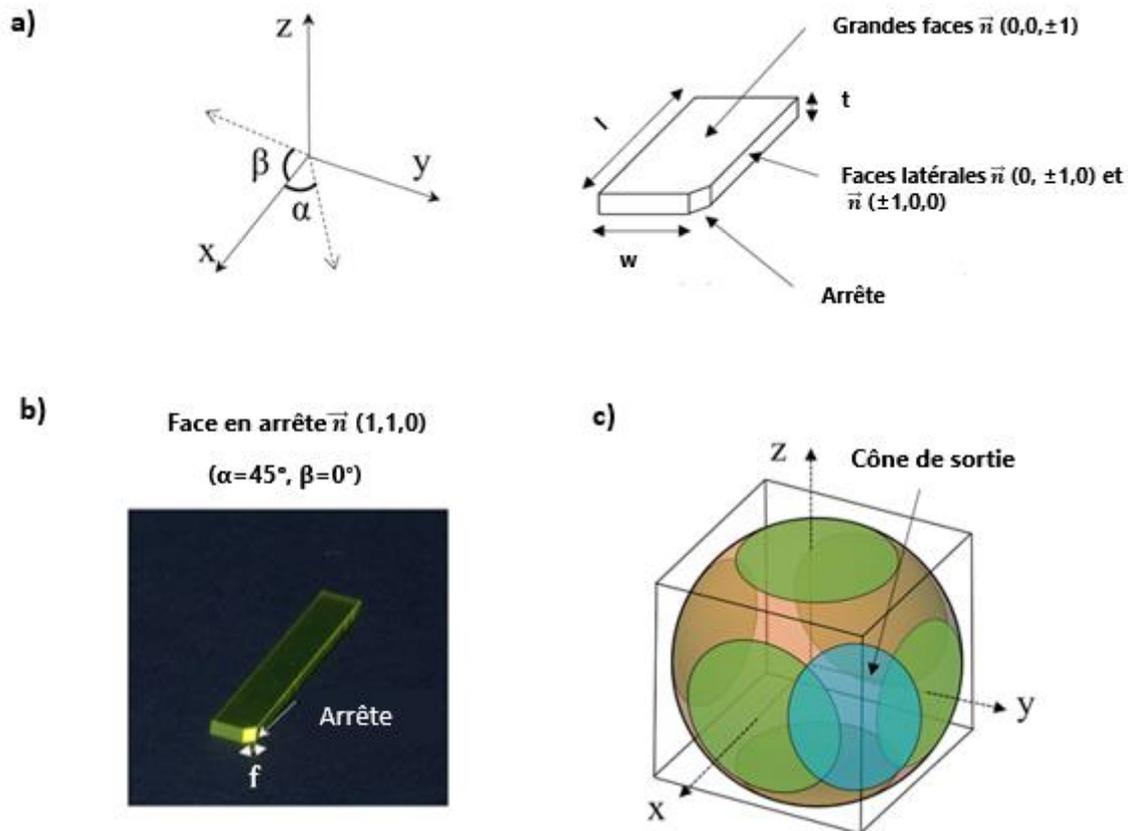


Figure II.10 – a) Définitions des tailles et des faces d'un concentrateur luminescent. b) Photographie d'un concentrateur avec une face en arête et c) représentation angulaire de cette configuration.

Commençons par rappeler quelques principes de base sur l'évolution de la direction des rayons lumineux émis à l'intérieur d'un concentrateur luminescent. Un rayon appartenant à l'un des cônes de transmission des faces du concentrateur reste dans son cône par réflexion sur les autres faces du concentrateur et finit par quitter la structure s'il n'y a pas de recouvrement entre les cônes de transmission. A l'inverse, un rayon n'appartenant pas à un cône de transmission est piégé dans la structure. Lorsqu'une face supplémentaire est ajoutée, une partie des rayons piégés peut être extraite (cône bleu sur la figure II.10.c).

Considérons maintenant les images du cône de sortie (1,1,0) à travers la structure en supposant que les 6 faces du concentrateur sont des miroirs. Celui-ci a 3 images (-1,1,0), (1,-1,0) et (-1, -1, 0) (figure II.11). Cela signifie que le cône de sortie peut collecter des rayons provenant de trois autres cônes, ce qui double théoriquement l'efficacité de l'extraction par rapport à une configuration standard avec un miroir, comme indiqué précédemment sur le schéma de principe II.9.

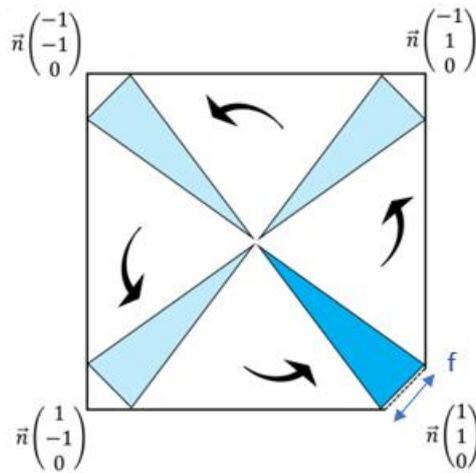


Figure II.11 – Schéma des relations de symétrie entre les 4 cônes sphériques dans le cas de la sortie en arrête. Pour des raisons de lisibilité, la figure est limitée en 2D dans le plan (x,y).

Il faut maintenant s'intéresser aux recouvrements entre les différents cônes. Le planisphère de la figure II.12 montre que les images du cône de sortie ont des intersections avec les cônes des faces latérales. Ainsi pour collecter l'intégralité du contenu des images du cône de sortie, il est nécessaire de mettre des miroirs sur les faces latérales.

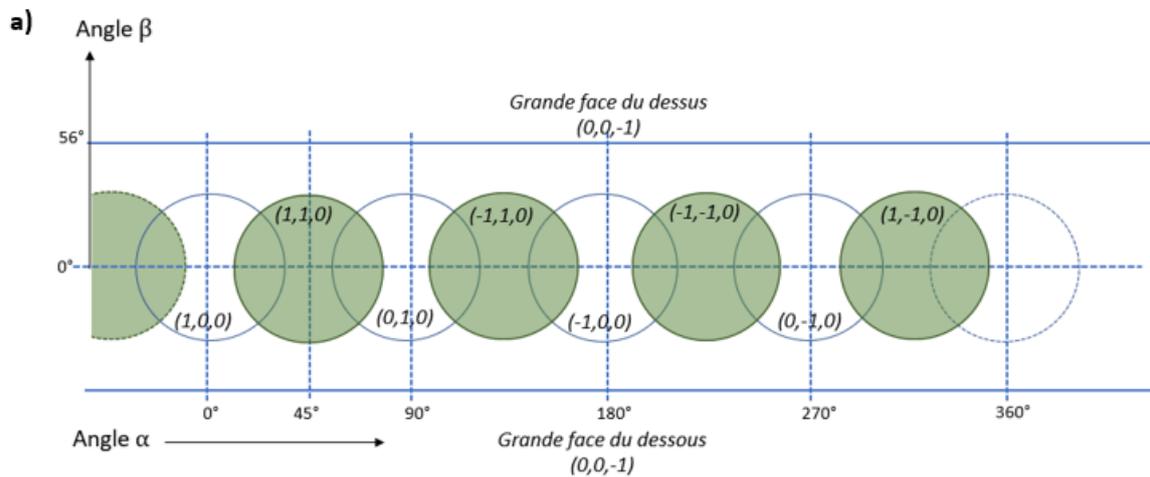


Figure II.12 – Représentation planisphérique de la face en arrête pour un concentrateur d'indice 1.83 dans l'air.

Etude de cas Ce :LYSO :

Une arrête a été réalisée sur un cristal de Ce :LYSO avec $f = 22\text{mm}$ (figure EC.4).

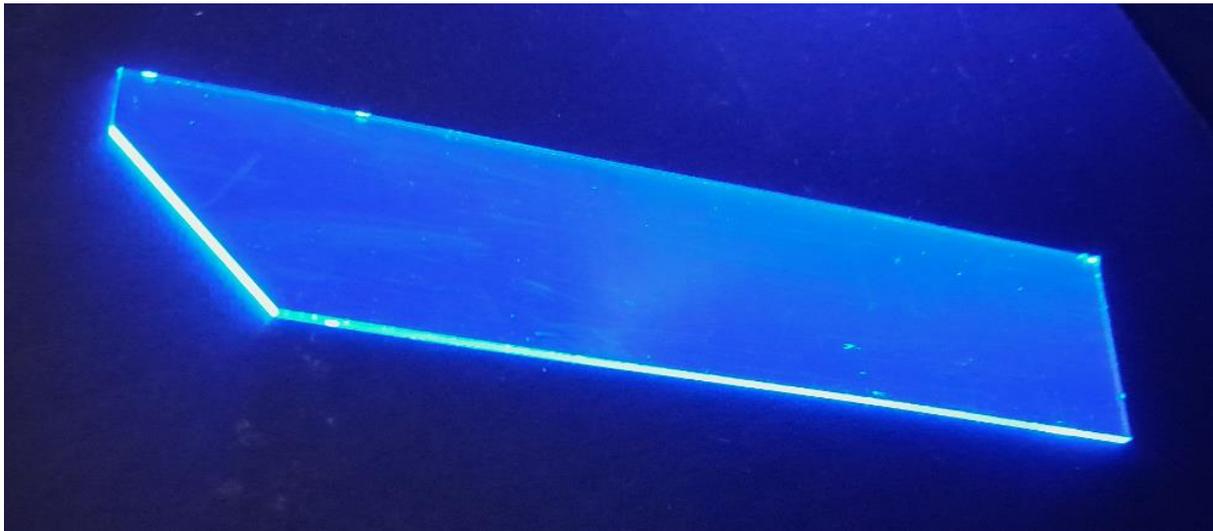


Figure EC.4 – Photo de l'arrête du Ce :LYSO

Plusieurs problèmes se sont posés : Une fois le cristal coupé en arrête, il n'était plus possible de le rentrer dans la tête de pompage et d'en récupérer la puissance en sortie pour des problèmes d'encombremments. De plus, toujours pour des problèmes d'encombremments, nous n'avons pas pu placer des miroirs sur les faces latérales. Les miroirs sont habituellement approchés au plus près des faces du concentrateur luminescents mais en laissant une lame d'air entre le concentrateur et la surface réfléchissante pour ne pas frustrer les réflexions totales internes.

La seule expérience qui a été réalisée avec cette face en arrête a été de comparer sa luminance en sortie avec celle d'un concentrateur "droit" standard avec miroir (comme sur la figure II.8). Dans cette expérience l'éclairage était homogène, réalisée avec une lampe UV. Nous avons constaté la même luminance en sortie de l'arrête que sur la sortie classique du concentrateur "droit" avec miroir à l'arrière.

Comme le concentrateur en arrête n'a pas de miroir, il y a un fort recouvrement entre les cônes de transmission des faces latérales et les cônes pouvant être extraits par l'arrête. Pour une même puissance de pompe, on peut calculer que la luminance en sortie devrait être légèrement améliorée (facteur 1,15) par rapport à la configuration standard avec miroir. Ici, la surface de pompage est réduite pour le concentrateur en arrête, ce qui explique que nous avons trouvé la même luminance dans les deux cas.

3.3 EXTRAIRE PLUS DE LUMIERE EN ELARGISSANT LE CONE DE SORTIE

Dans cette partie, nous allons voir comment il est possible d'élargir le cône de sortie. D'après la formule (II.2) la dimension du cône dépend de l'angle limite de réflexion totale interne. Cet angle dépend de l'indice de réfraction n du concentrateur luminescent mais aussi de l'indice

n' du milieu de sortie. $\theta_{RTI} = \sin^{-1}\left(\frac{n'}{n}\right)$.

Pour extraire plus de lumière il est alors possible de "plonger" la face de sortie (face 2 sur la figure II.13) dans un milieu d'indice plus élevé que l'air, comme de la colle. Nous avons eu concrètement à traiter ce cas dans deux configurations :

- le concentrateur est collé à un milieu absorbant qui est soit un milieu laser [Pichon 17, Taleb 21, Taleb 22] soit un autre concentrateur (comme cela sera décrit dans le chapitre III),
- le concentrateur est collé à une optique non imageante qui permet de réduire les grands angles du cône de sortie pour sortir les rayons dans l'air (voir dans la suite). [Roelandt 15].

En supposant que toutes les autres faces sont dans l'air, le planisphère des cônes de sortie est modifié de la façon suivante (figure II.13).

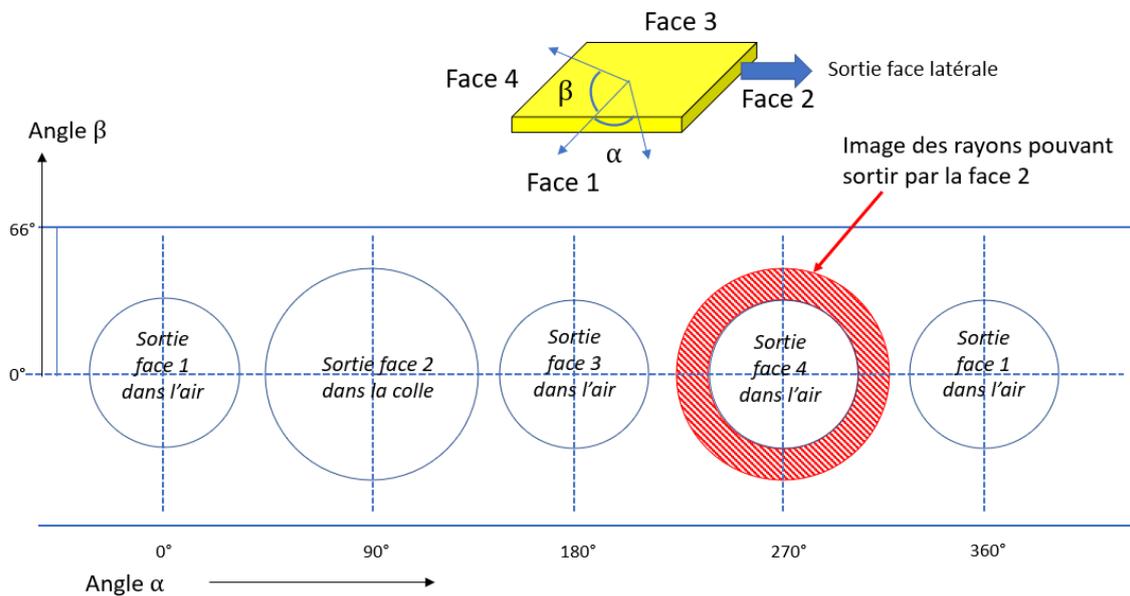


Figure II.13 – Représentation planisphérique d'un concentrateur d'indice $n=1,83$ avec la face de sortie collée à un milieu d'indice $n=1,34$.

Comme on le voit dans la figure II.13 le cône de sortie est agrandi. Son image par la face arrière collecte deux types de rayons :

- les rayons appartenant au cône de sortie de la face 4 dans l'air,
- les rayons n'appartenant pas au cône de sortie de la face 4. Ce sont les rayons de la zone barrée rouge de la figure II.13 qui sortent par la face 2 après réflexion total interne sur la face 4.

Dans le cas où la face 4 n'a pas de miroir, il faudrait différencier ces rayons dans le calcul de la puissance de sortie. Pour simplifier, supposons qu'un miroir parfait est posé sur la face 4 afin de pouvoir utiliser la formule (II.27) donnant la puissance de sortie avec un miroir tel que $R=1$:

$$P_{stm} = \frac{(1 + e^{-\alpha kl})}{1 - (1 - T)e^{-2\alpha kl}} TP_1$$

$$P_1 = T \cdot \eta_r \frac{\lambda_p}{\lambda_{em}} (1 - e^{-t\alpha_p}) \frac{1 - \cos\theta_{RTI}}{2} \frac{1}{\alpha k} (1 - e^{-\alpha k}) P_{pump}$$

Pour connaître l'amélioration de la puissance de sortie par l'élargissement du cône de sortie, on calcule le ratio : $\frac{P_{stm}^{colle}}{P_{stm}^{air}}$.

$$\frac{P_{stm}^{colle}}{P_{stm}^{air}} = \frac{\frac{(1 + e^{-\alpha k_{colle} l})}{1 - (1 - T_{colle})e^{-2\alpha k_{colle} l}} T_{colle} \frac{1 - \cos\theta_{colle}}{2} \frac{1}{\alpha k_{colle}} (1 - e^{-\alpha k_{colle} l})}{\frac{(1 + e^{-\alpha k_{air} l})}{1 - (1 - T_{air})e^{-2\alpha k_{air} l}} T_{air} \frac{1 - \cos\theta_{air}}{2} \frac{1}{\alpha k_{air}} (1 - e^{-\alpha k_{air} l})}} \quad (II. 30)$$

avec θ_{colle} l'angle de réflexion totale interne dans la colle d'indice n' tel que:

$$\theta_{colle} = \sin^{-1}\left(\frac{n'}{n}\right), \text{ et } k_{col} = \frac{-\ln(\cos\theta_{colle})}{(1 - \cos\theta_{colle})}$$

De plus T_{colle} est la transmission de la lumière du concentrateur vers son milieu d'extraction.

Et θ_{air} l'angle de réflexion totale interne dans l'air tel que :

$$\theta_{air} = \sin^{-1}\left(\frac{1}{n}\right) \text{ et } k_{air} = \frac{-\ln(\cos\theta_{air})}{(1 - \cos\theta_{air})}$$

Pour finir T_{air} est la transmission de Fresnel de l'interface concentrateur / air.

Si le milieu est sans pertes, alors on trouve que :

$$\frac{P_{stm}^{colle}}{P_{stm}^{air}} = \frac{\frac{1 - \cos\theta_{colle}}{2}}{\frac{1 - \cos\theta_{air}}{2}} \quad (II. 31)$$

Ce qui revient à dire que la puissance est augmentée du ratio des angles solides entre les deux cônes de sortie.

Etude de cas Ce:LYSO :

Par exemple, pour le Ce:LYSO ($n=1,83$) avec une colle d'indice $n'=1,5$ on trouve une amélioration théorique d'un facteur 2,6. Cependant, si le milieu a des pertes, la situation peut être moins favorable car la propagation dans le concentrateur est augmentée du fait des angles plus importants. Quand les pertes augmentent ce facteur tend vers une limite :

$$\lim_{\alpha \rightarrow \infty} \left(\frac{P_{stm}^{colle}}{P_{stm}^{air}} \right) = \frac{T_{colle}(1 - \cos\theta_{colle})k_{colle}}{T_{air}(1 - \cos\theta_{air})k_{air}} \quad (EC. 12)$$

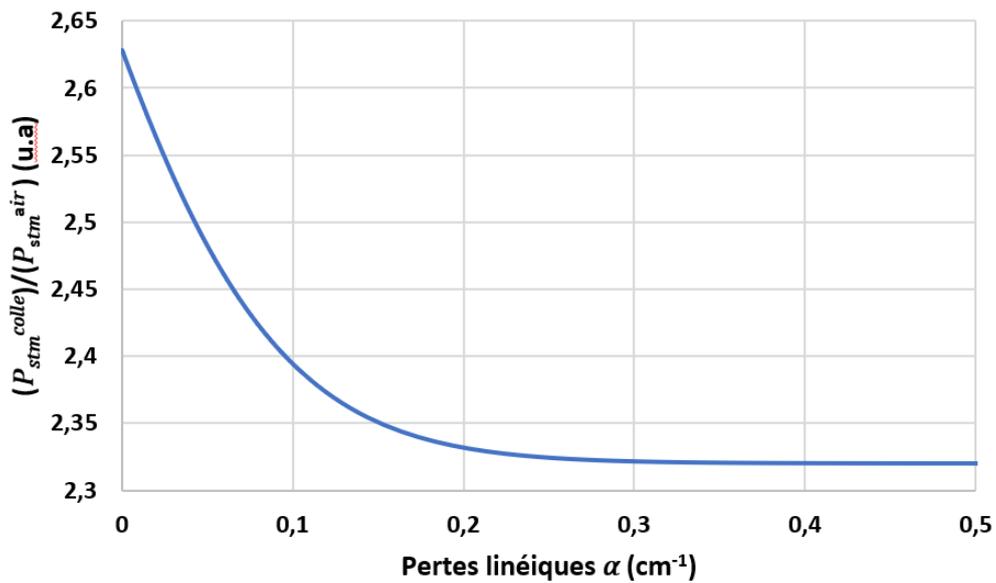


Figure EC.5 – Evolution théorique du rapport d'amélioration d'extraction avec et sans colle en fonction des pertes.

Un autre facteur limitant l'amélioration est le recouvrement possible entre les cônes. En effet, si l'indice de la colle devient très proche de l'indice du concentrateur, le cône de sortie devient très grand comme montré sur la figure II.14. Il faut alors tenir compte des recouvrements entre les cônes, comme expliqué dans l'annexe B.

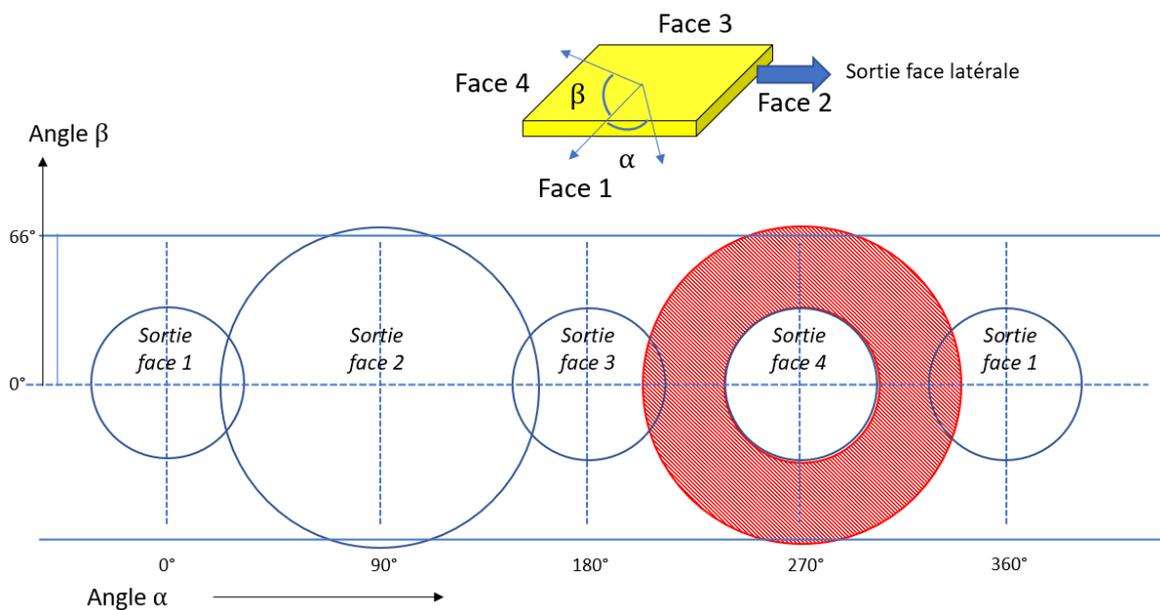


Figure II.14 – Représentation planisphérique d'un concentrateur d'indice $n=1,83$ avec une face latéral collée à un milieu de sortie $n=1,7$.

Ainsi, en élargissant le cône de sortie, on collecte plus de puissance en sortie. Cependant, il faut se propager dans un milieu d'indice plus élevé que l'air. Ce point ne pose pas de problème particulier si on cherche à absorber le rayonnement produit par le concentrateur dans un milieu laser ou dans un autre concentrateur. La sortie "dans la colle" est cependant problématique lorsqu'on cherche à utiliser le rayonnement du concentrateur pour éclairer une scène à distance par exemple (comme c'est le cas dans les applications pour les sources SWIR). Il faut donc trouver un moyen de sortir dans l'air tous les rayons collectés.

Pour cela plusieurs solutions existent. La première consiste à faire une surface de sortie qui n'est pas un plan, comme une lentille boule [Pichon 18] pour éviter que les rayons fortement inclinés soient en réflexion totale interne sur la face de sortie. La seconde consiste à utiliser un plan de sortie perpendiculaire à la distance moyenne de propagation et à réduire l'inclinaison des rayons. Pour cela, on peut utiliser une optique non imageante appelée "concentrateur parabolique" ou CPC en anglais (pour Concentrator Parabolique Compound) [Roelandt 15]. Le principe est présenté en figure II.15. La forme de l'optique est parabolique sur la surface extérieure. Elle permet de guider tous les rayons sortant du concentrateur jusqu'à la face de sortie en réduisant leur angle par rapport à l'axe de propagation.

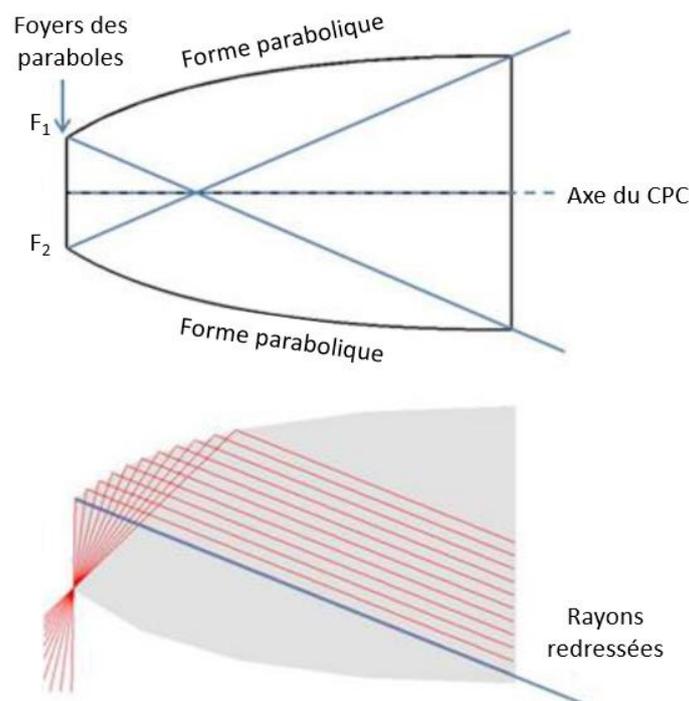


Figure II.15 – Schéma de principe du CPC. Grâce à la forme parabolique les rayons arrivant avec de très grands angles sont fortement redressés.

L'étendue géométrique se conservant dans un système optique, la diminution de la divergence du faisceau dans le CPC se fait au prix d'un agrandissement de la surface de sortie comme le montre la formule suivante :

$$\pi \cdot n_{colle}^2 A_{conc} \cdot \sin^2(\alpha_{colle}) = \pi \cdot A_{CPC} \cdot \sin^2(\alpha_{air}) \quad (II.32)$$

Avec n_{colle} l'indice de réfraction de la colle entre le CPC et le concentrateur. A_{conc} , l'aire de notre face de sortie du concentrateur.

α_{colle} est le demi-angle en sortie de notre concentrateur dans la colle. Comme la sortie est lambertienne, on peut estimer l'angle de sortie à $\alpha_{colle} = 60^\circ$.

A_{CPC} , l'aire de la face en sortie du CPC. α_{air} , le demi-angle en sortie du CPC.

A titre d'exemple, un concentrateur parabolique Edmund Optics ref. #17-709 permet d'obtenir en sortie un faisceau d'une ouverture numérique de 0,6 avec un diamètre d'entrée de 2,5 mm et un diamètre de sortie de 5 mm. Une photo est présentée en figure II.16. C'est le CPC que nous allons utiliser dans cette thèse.

Ainsi, le faisceau en sortie d'un CPC est moins divergent et plus proche des ouvertures numériques des optiques classiques que le faisceau de sortie d'un concentrateur.

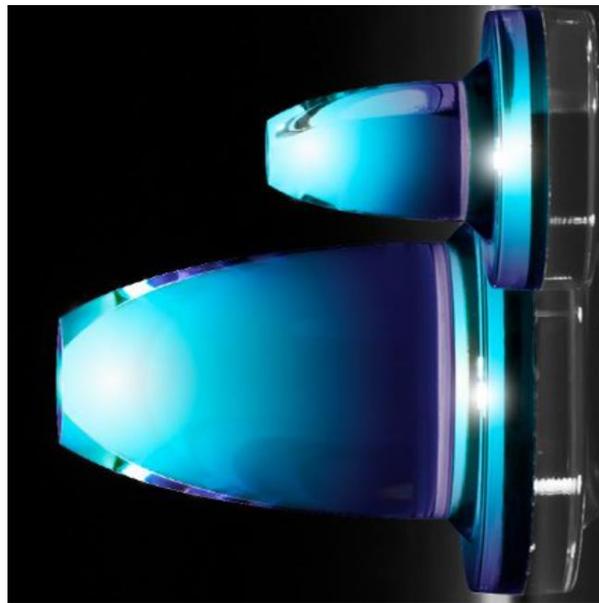


Figure II.16 – Photo de CPCs commercialisés par Edmund Optics (ref.#17-709 et .#17-710)

Etude de cas Ce :LuAG :

La méthode du CPC n'a pas pu être testée sur le Ce:LYSO à cause de manque de temps, donc pour cette étude de cas, nous proposons d'étudier un cristal en Ce :LuAG . Cette expérience a été menée par Stjin Roelandt et à consister à coller un CPC ($n_{cpc} = n_{colle} = 1,5$) à un concentrateur ($n_{conc} = 1,8$) pompé par LEDs (figure EC.6). Les LEDs sont collées au concentrateur avec la même colle d'indice n_{colle} .

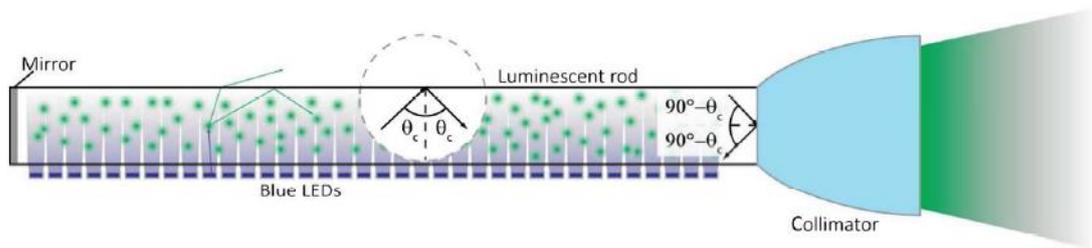
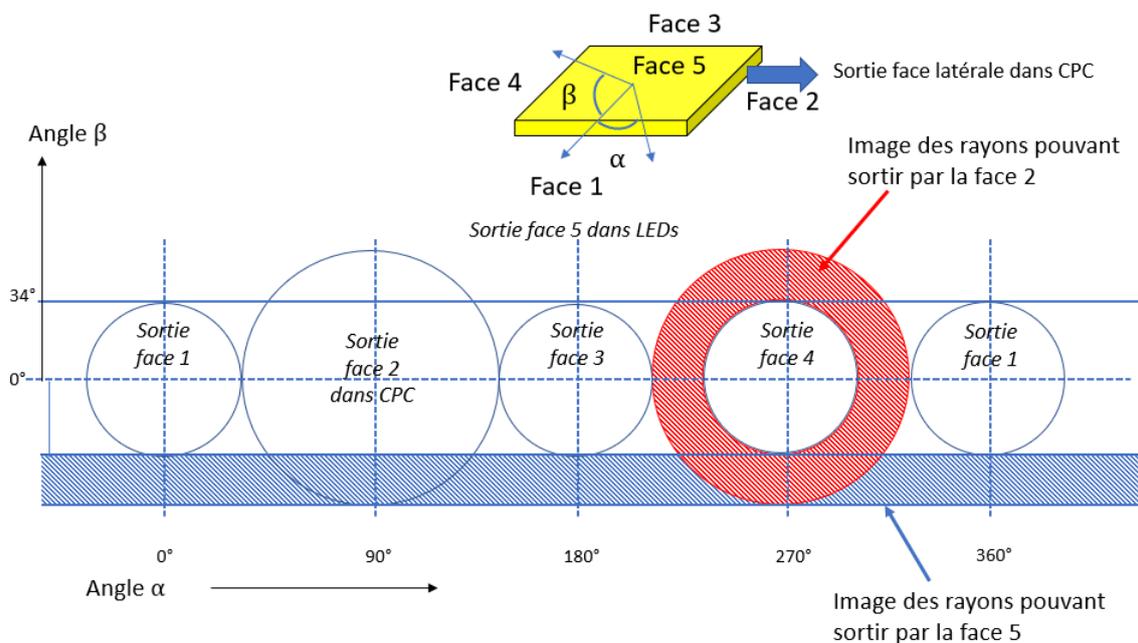


Figure EC.6 – Schéma du concentrateur pompé par LEDs avec une extraction par un CPC au niveau de la face de sortie. Les LEDs sont collées à la grande face. Un miroir est placé sur la face arrière [Roelandt 15].

On note le facteur d'amélioration de l'extraction par le CPC η_{cpc} qui est le rapport entre la puissance extraite dans l'air sans CPC et celle extraite dans l'air avec CPC :

$$\eta_{cpc} = \frac{P_{CPC}}{P_{stm}} \quad (EC.13)$$

Expérimentalement ils trouvent $\eta_{cpc} = 1,7$. Faisons maintenant le calcul théorique avec notre méthode. Le rapport est une information intéressante car il ne nécessite pas de connaître toutes les propriétés propres au matériau qui participent au rendement de conversion de la lumière des LEDs en lumière émise dans le concentrateur. Pour les pertes linéiques on prend des pertes typiques de $\alpha = 1.10^{-3} \text{ cm}^{-1}$ qui correspondent aux pertes pour un matériel de bonnes qualités. Pour la réflexion du miroir on prend aussi une valeur typique de $R = 92 \%$.



. Figure EC.6– Planisphère du concentrateur d'indice 1,8 avec un CPC collé sur la face 2 avec une colle d'indice 1,5 et des LEDs collées sur la face 5 avec la même colle.

Avant tout on commence par tracer le planisphère de ce concentrateur dans ses conditions de fonctionnement dans la figure EC.6. On se rend compte qu'il y a un recouvrement entre le cône de sortie et le cône de transmission de la face pompée par les LEDs. Par symétrie cela revient à un recouvrement avec les cônes de transmission des deux grandes faces du concentrateur. On utilise l'annexe B pour calculer $\eta_{overlap,c}$ et on trouve $\eta_{overlap,c} = 29\%$. Pour la transmission du CPC on prend celle donnée par les simulations de l'article c'est-à-dire $T_{CPC} = 92\%$. Finalement on trouve : $\eta_{cpc} = 1,78$, cette valeur est plutôt cohérente si on prend en compte que la transmission du CPC est idéale et non mesurée. Des défauts de collage du CPC sur le concentrateur peuvent aussi causer cette diminution du rapport η_{cpc} .

4 AUGMENTATION DE LA LUMINANCE

Après avoir vu comment augmenter la puissance d'un concentrateur, on peut se demander s'il est possible d'augmenter sa luminance.

4.1 RECYCLAGE « 3D » DE LA LUMIERE

Dans la partie précédente la lumière est confinée par réflexions totales internes sur les faces latérales et les grandes faces. Cela correspond donc à un confinement selon deux dimensions d'où le terme "concentration 2D" (Figure II.17.a). Dans cette partie nous allons ajouter un miroir qui couvrira partiellement la face de sortie et réduira la face de sortie à une surface s (Figure II.17.b). Ainsi, les rayons sont confinés dans les trois dimensions de l'espace : c'est pour cette raison qu'on parle de concentration « 3D » [Pichon 21]. Comme les rayons se propagent dans la structure jusqu'à avoir la bonne position pour sortir, on parle de recyclage spatial de la lumière alors que dans les cas précédents (extraction de 2 ou 4 cônes) on a réalisé un recyclage angulaire.

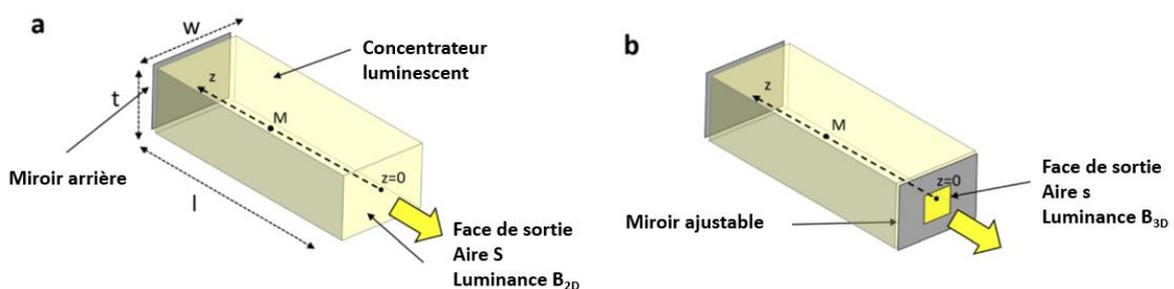


Figure II.17 –Concept d'amélioration de la luminance en sortie d'un concentrateur luminescent grâce à un confinement « 3D ». a) Concentrateur luminescent « 2D » avec un miroir haute réflexion sur la face arrière. b) Concentrateur luminescent « 3D », ajout partiel de miroir sur la face de sortie pour réduire la surface de sortie à s . [Pichon 21]

Pour simplifier, on se place dans un cas sans recouvrement entre les cônes ($n \geq 1,41$) et dans le cas où toutes les faces du concentrateur sont dans l'air.

Le concentrateur étant supposé lambertien, la luminance en sortie s'écrit simplement :

$$L_{2D} = \frac{P_{stm}}{S \cdot \pi} \quad (\text{II. 33})$$

Avec $S = w \cdot t$ la surface de la face de sortie. Pour montrer que la concentration « 3D » nous permet bien d'augmenter la luminance il faut maintenant calculer la luminance L_{3D} de la face rétrécie à une surface s . Commençons par mesurer la puissance en sortie. On définit le rapport d'ouverture $r = S/s$. Contrairement au cas « 2D » de nombreux rayons seront piégés par le miroir supplémentaire à l'intérieur du concentrateur luminescent et subiront de multiples réflexions supplémentaires sur les faces $w \times t$ avant d'atteindre l'ouverture. Considérons les rayons se propageant directement vers la face de sortie (correspondant à P1 dans le cas précédent). On va réaliser un dépliement des rayons dans la figure II.18.

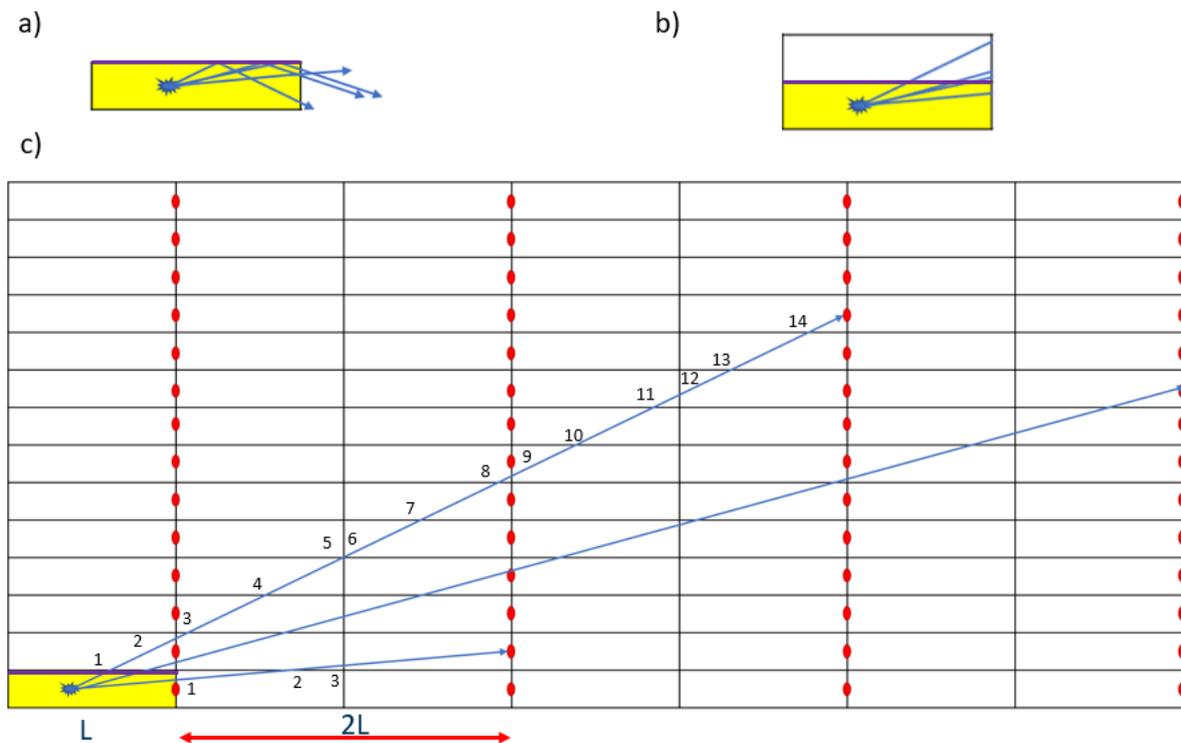


Figure II.18 – a) Schéma des rayons se propageant avec des angles θ différents en direction de la face de sortie. b) Dépliement du concentrateur pour mieux comprendre le trajet des rayons. La face violette reste la même les autres faces sont représentées en miroir par rapport à la face violette. c) Dépliement multiple du concentrateur pour voir quand les rayons parviennent à sortir par l'ouverture rouge. Les nombres représentent le nombre de réflexions sur les faces avant de pouvoir être extrait.

Ce dépliement permet de tracer le trajet des rayons avec une ligne droite. A chaque fois que

la ligne traverse une arrête du concentrateur, le rayon réel va se réfléchir sur cette surface. On voit que l'un des rayons va réussir à rencontrer l'ouverture des miroirs seulement après 3 réflexions alors qu'un autre va se réfléchir 14 fois avant de rencontrer l'ouverture des miroirs représentée par l'ovale rouge. En supposant une distribution homogène des rayons à l'intérieur du concentrateur luminescent, un rayon incident sur la face de sortie a une probabilité de traverser l'ouverture donnée par le rapport des surfaces : $s/S=1/r$. Cela signifie que la puissance incidente sur l'ouverture liée à ce premier impact sur la surface de sortie est de $\frac{1}{r} \cdot P_1$. En raison de la réflexion de Fresnel, la puissance de sortie est :

$$P_{3D,1} = \frac{T}{r} \cdot P_1 \quad (II.34)$$

La puissance recyclée dans le concentrateur luminescent après ce premier impact est composée de deux parties : $\left(1 - \frac{1}{r}\right) R \cdot P_1$ correspondant à la probabilité de réflexion sur le miroir couvrant la face de sortie et $\frac{1-T_{Fres}}{r} \cdot P_1$ correspondant aux réflexions de Fresnel au niveau de l'ouverture. Ces rayons reviennent sur la face de sortie après une réflexion sur le miroir arrière et une distance moyenne de propagation dans le concentrateur luminescent de $2l.k$. Par conséquent, la puissance de sortie après le deuxième impact sur la face de sortie est de :

$$P_{3D,2} = \frac{T}{r} e^{-2\alpha l k} \left[\frac{1-T}{r} R + \left(1 - \frac{1}{r}\right) R^2 \right] \cdot P_1 \quad (II.35)$$

Par récurrence, la puissance de sortie totale $P_{3D,tot}$ est la somme de toutes les puissances incidentes sur la sortie :

$$P_{3D,tot} = \sum_{j=1}^{\infty} P_{3D,j} = \frac{T}{r} P_1 \cdot \frac{1}{1 - e^{-2\alpha k l} \left[\frac{1-T}{r} R + \left(1 - \frac{1}{r}\right) R^2 \right]} \quad (II.36)$$

La même méthode peut être utilisée pour trouver la contribution des rayons d'abord réfléchis sur le miroir arrière c'est-à-dire ceux correspondant à $P'_{3D,tot}$. En additionnant toutes les puissances, on obtient la puissance totale incidente sur l'ouverture de sortie provenant du cône de la face opposée :

$$P'_{3D,tot} = P_{3D,tot} \cdot R e^{-\alpha k l} \quad (II.37)$$

En sommant les deux contributions on retrouve la puissance en sortie de l'ouverture qui est :

$$P_{3D} = P_{3D,tot} + P'_{3D,tot} \quad (II.38)$$

En utilisant la formule (II.33) on peut donc remonter à la luminance :

$$L_{3D} = \frac{P_{3D}}{S \cdot \pi} \quad (II.39)$$

L'amélioration de la luminance est donnée par le rapport entre la luminance des surfaces de sortie :

$$\frac{L_{3D}}{L_{2D}} = \frac{1 - e^{-2\alpha kl} R(1 - T_{Fres})}{1 - e^{-2\alpha kl} \left[\frac{1 - T_{Fres}}{r} R + \left(1 - \frac{1}{r}\right) R^2 \right]} \quad (II.40)$$

Cette équation est représentée sur la figure II.19 pour différentes valeurs de αkl . Les courbes montrent que la luminance augmente lorsque l'ouverture est réduite. Ceci est contre-intuitif car dans le cas habituel, la luminance d'une surface émettrice reste la même, même si la surface est réduite. En effet, l'amélioration de la luminance a lieu ici en raison du recyclage de la lumière. L'ouverture étant réalisée à l'aide de miroirs la lumière peut être recyclée par les miroirs sur les faces $w \times t$ jusqu'à ce que les rayons "trouvent la sortie" à travers l'ouverture. Si la valeur de αkl est suffisamment faible, l'amélioration de la luminance peut être supérieure à un ordre de grandeur. Sur la figure II.19 on voit aussi que l'amélioration de la luminance sature quand r devient trop grand et tend vers une limite fixée par (II.41) qui est liée aux pertes par propagation :

$$\lim_{r \rightarrow \infty} \left(\frac{B_{3D}}{B_{2D}} \right) = \frac{1 - e^{-2\alpha kl} R(1 - T_{Fres})}{1 - e^{-2\alpha kl} R^2} \quad (II.41)$$

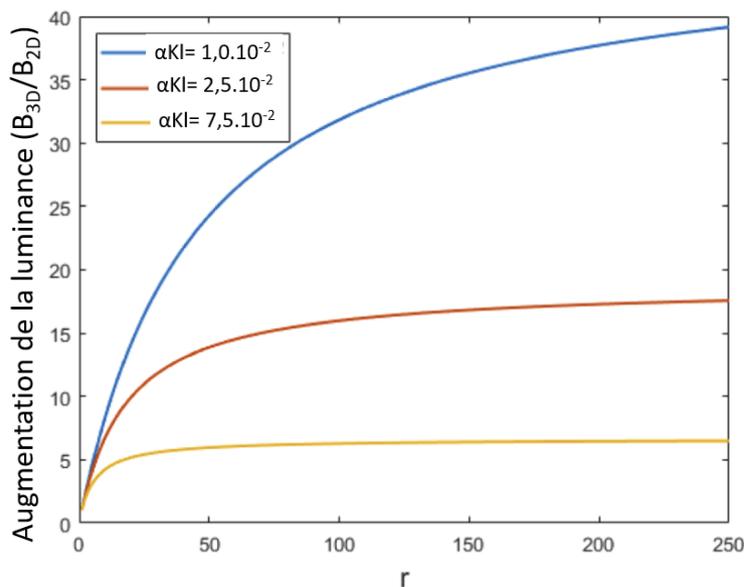


Figure II.19 – Amélioration théorique de la luminosité (d'après l'équation (II.62) en fonction du rapport d'ouverture $r = S/s$ pour différentes valeurs de αkl . Les courbes sont tracées avec une réflectivité de miroir $R=100\%$ et une transmission de Fresnel $T_{Fres}=0$. Il n'y a pas de recouvrement entre les cônes de transmission.

Cette limite montre l'importance de la réflectivité du miroir et des pertes dans le concentrateur luminescent. La concentration « 3D » peut très vite devenir inefficace si la réflexion des miroirs est trop mauvaise ou que les pertes sont trop importantes. Cette

saturation apparaît lorsque la longueur moyenne de propagation des rayons à l'intérieur du cristal commence à être proche de la longueur d'atténuation ($1/\alpha$) : les rayons dont la distance parcourue est supérieure à $1/\alpha$ ne contribuent pas à la puissance de sortie, ils sont diffusés ou absorbés avant d'atteindre la sortie.

Etude de cas Ce :LYSO :

Dans l'équation (II.62) pour le cas du Ce :LYSO on note α_{3D} le coefficient de pertes pour les distances de propagation supérieures à $3l$, est notée α_{inf} . Avec les mesures de réabsorption, on peut en déduire $\alpha_{inf} = 3 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$. α_{3D} est donc : $\alpha_{3D} = \alpha_0 + \alpha_{inf}$.

Pour réaliser cette expérience, deux miroirs sont collées sur un pied à coulisse pour pouvoir facilement ajuster la taille de notre ouverture tout en centrant notre ouverture sur le concentrateur et ainsi éviter les effets parasites au niveau des arrêtes. Les miroirs choisis sont des miroirs D-shape (BBD1-E02 de chez Thorlabs) Pour limiter l'encombrement. Malgré tout il est difficile d'approcher suffisamment la sphère intégrante pour obtenir la puissance en sortie du concentrateur luminescent. C'est pourquoi les mesures sont prises à distance. Pour calibrer nos mesures, nous prenons une mesure à la même distance à pleine ouverture puis nous rapprochons la sphère intégrante pour avoir la puissance réelle en sortie du concentrateur luminescent.

Certains paramètres sont compliqués à mesurer et peuvent être obtenus en ajustant la théorie à l'expérience. Les paramètres d'ajustement sont ajustés comme suit. R est ajustée pour une "faible" puissance de pompe (714 W). Nous avons trouvé $R=92\%$. Il faut mentionner que cette valeur est inférieure aux spécifications du miroir (réflectivité de 99,3 % à incidence normale). Cette valeur inférieure peut être liée à une réinjection imparfaite et partielle des rayons recyclés par les miroirs, en raison de l'émission lambertienne du concentrateur.

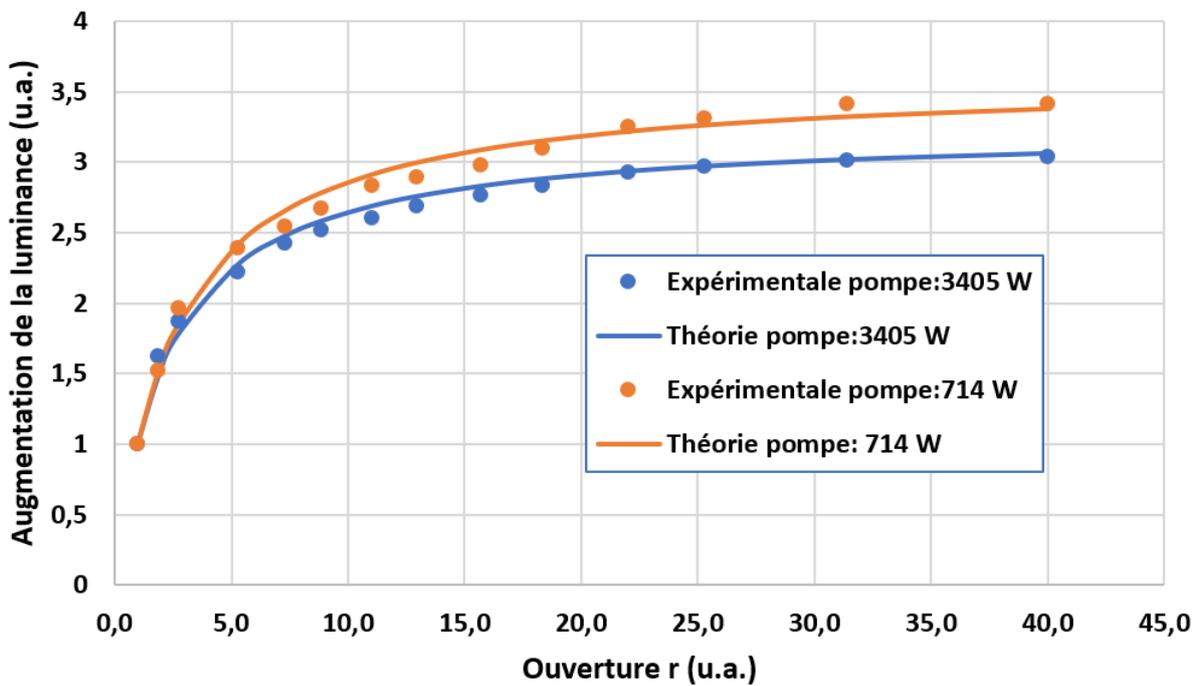


Figure EC.7 – Evolution de l'augmentation de la luminance en fonction de l'ouverture $r=S/s$. Comparaison des résultats expérimentaux (point) avec la théorie (trait plein) pour la configuration « 3D ».

L'expérience a été menée pour deux puissances de pompe différentes (figure EC.7) : 714 W et 3405 W. On observe que l'augmentation de luminance est plus faible pour la puissance de pompe la plus grande. On a modélisé cet effet en tenant compte de l'absorption par l'état excité qui dépend de la densité de pompe. Globalement notre théorie correspond bien aux résultats expérimentaux. On note que malgré les pertes importantes du Ce:LYSO (de l'ordre de 10^{-2} cm^{-1}) nous avons réussi à augmenter la luminance de plus d'un facteur 3.

4.2 LE CAS DE L'ARRETE

L'arrête peut aussi être considérée comme un recyclage spatial car tous les rayons ne sortent pas au premier passage, vu la petite taille de l'arrête. Pour comprendre, il faut à nouveau "déplier" les rayons. Cette fois, la probabilité de sortie est liée au ratio $\frac{\sqrt{2}w}{f}$, avec f la dimension de l'arrête w la largeur du concentrateur figure II.20.

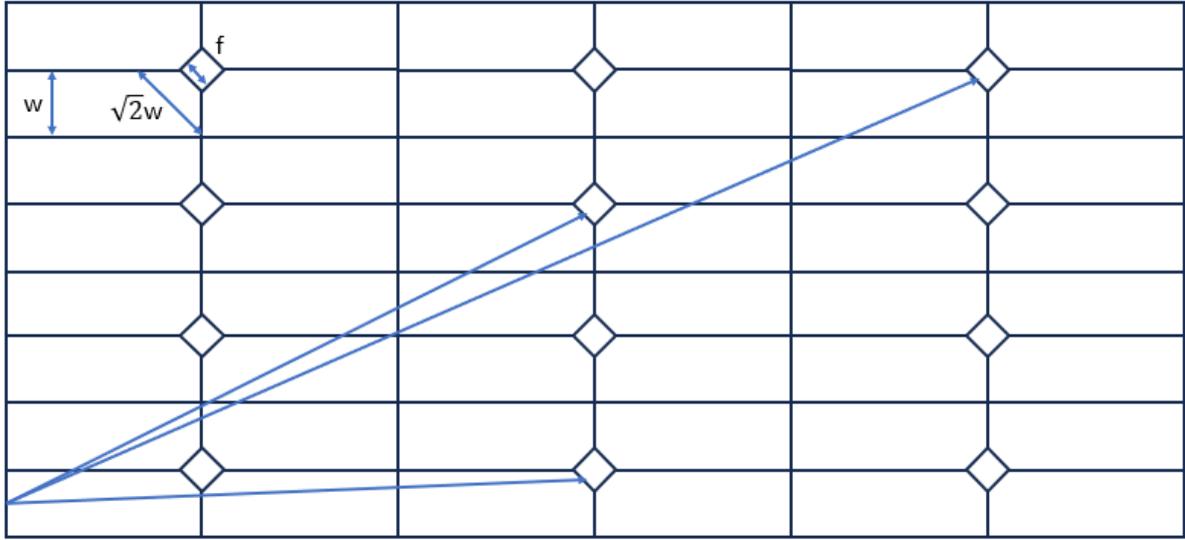


Figure II.20 – Dépliement du concentrateur avec une arrête pour mieux comprendre le trajet des rayons, et voir quand les rayons parviennent à sortir par l'arrête.

La puissance extraite par un cône est :

$$P_{(1,1,0)} = P_{(1,-1,0)} = T_{LED} \eta_r \frac{\lambda_p}{\lambda_{em}} (1 - e^{-t\alpha_p}) \frac{1 - \cos\theta_{RTI}}{2} \frac{1}{\sqrt{2}\alpha k} (1 - e^{-\sqrt{2}\alpha k l}) P_{pump} \quad (II.42)$$

En utilisant le même raisonnement que précédemment (ratio des surfaces et somme d'une suite géométrique) on obtient la puissance totale en sortie de l'arrête qui vaut :

$$P_e = (1 - \eta_{overlap,e}) \frac{f}{w} T \eta_r \frac{\lambda_p}{\lambda_{em}} (1 - e^{-t\alpha_p}) P_{pump} \frac{(1 - \cos\theta_{RTI}) (1 + e^{-\sqrt{2}\alpha k l}) (1 - e^{-\sqrt{2}\alpha k l}) T}{2\alpha k l (1 - e^{-2\sqrt{2}\alpha k l}) (1 - \frac{fT}{\sqrt{2}w})} \quad (II.43)$$

Avec $\eta_{overlap,e}$ la proportion de rayons pouvant être extrait par une autre surface, du fait du recouvrement possible avec d'autres cônes (cf Fig.II.12).

Afin d'éviter les pertes causées par les recouvrements, les quatre faces du parallélépipède rectangle qui sont dans le prolongement de l'arrête ($w \times t$ et $t \times l$) peuvent être couvertes par des miroirs. L'efficacité d'extraction est optimisée en utilisant des miroirs sur les quatre faces latérales. Lorsque les miroirs ne sont pas parfaits, le calcul de la puissance émise par la face est plus fastidieux et nécessite un développement complet qui est donné en annexe C.

5 CONCLUSION

Dans ce chapitre nous avons mené des explications approfondies sur des techniques d'utilisation d'un concentrateur qui vont nous permettre de collecter efficacement l'émission spontanée des cristaux émettant dans le SWIR que nous allons étudier. Ces éléments sont l'utilisation de miroirs, d'une arrête sur notre parallélépipède rectangle ainsi que l'utilisation d'une optique non imageante (CPC) collée sur la surface de sortie. Ces techniques sont pertinentes mais ne sont pas exhaustives.

En effet d'autres géométries de concentrateurs ont été étudiées comme ajouter une face dans un coin de la structure [Pichon 22] ou un biseau sur la face de sortie [Gallinelli 17] et d'autres peuvent encore être trouvées. D'autres optiques d'extraction que le CPC ont aussi été explorées comme la lentille boule [Pichon 18], ou une freeform [Roelandt 15]. En s'inspirant des concentrateurs solaires il est possible de trouver encore d'autres idées d'optiques d'extraction comme un CPC associé à un prisme [Vu 16].

Dans le chapitre suivant ces outils et cette compréhension du concentrateur luminescent seront appliqués pour explorer les concentrateurs luminescents SWIR à base de cristaux laser. Cette théorie nous permettra de valider nos résultats et de mieux comprendre comment fonctionne chacun de nos cristaux.

Chapitre III

Les concentrateurs SWIR à base de matériaux laser

Sommaire

1 INTRODUCTION.....	84
2 CR :ZNSE	85
2.1 SPECTROSCOPIE ET ETAT DE L'ART	85
2.2 CHOIX DE L'ARCHITECTURE	86
2.3 RESULTATS EXPERIMENTAUX.....	88
3 ER :CR :YSGG.....	93
3.1 SPECTROSCOPIE	93
3.2 DISPOSITIF EXPERIMENTAL	94
3.3 RESULTATS EXPERIMENTAUX	97
4 CTH :YAG.....	102
4.1 SPECTROSCOPIE	102
4.2 DISPOSITIF EXPERIMENTAL	103
4.3 GESTION THERMIQUE ET PERTES DU CONCENTRATEUR	105
4.4 RESULTATS EXPERIMENTAUX	108
5 CONCLUSION.....	113

1 INTRODUCTION

L'état de l'art des sources SWIR a révélé qu'il existe beaucoup de matériaux laser de grande qualité dans le SWIR qui n'ont jamais été utilisés pour leur émission spontanée contrairement aux fibres ou aux semi-conducteurs. Nous allons donc chercher à exploiter ce potentiel en "détournant" des matériaux laser pour en faire des concentrateurs luminescents et ainsi utiliser leur émission spontanée. Pour simplifier, nous avons choisi d'explorer des cristaux lasers qu'il est facile de trouver dans le commerce.

Idéalement, il faudrait un laser à 4 niveaux pour éviter la réabsorption et avec un spectre large. Le large spectre oriente vers les ions à transitions métalliques et particulièrement l'ion Cr. On pourrait étudier la forstérite, le Cr:YAG ou le Cr:ZnSe : on a choisi le Cr:ZnSe pour une émission entre 2 et 3 μm .

Pour couvrir toute la gamme SWIR, on a choisi d'explorer d'autres cristaux dopés avec d'autres ions, les terres rares : l'Er pour une émission vers 1,6 μm et Tm:Ho pour une émission vers 2 μm . Nous avons retenu les cristaux Er:Cr :YSGG et Cr:Tm:Ho :YAG qui sont très bien connus dans le monde des lasers SWIR pompés par flash. En effet, leur co-dopage en ions chrome leur permet d'être pompés dans le visible.

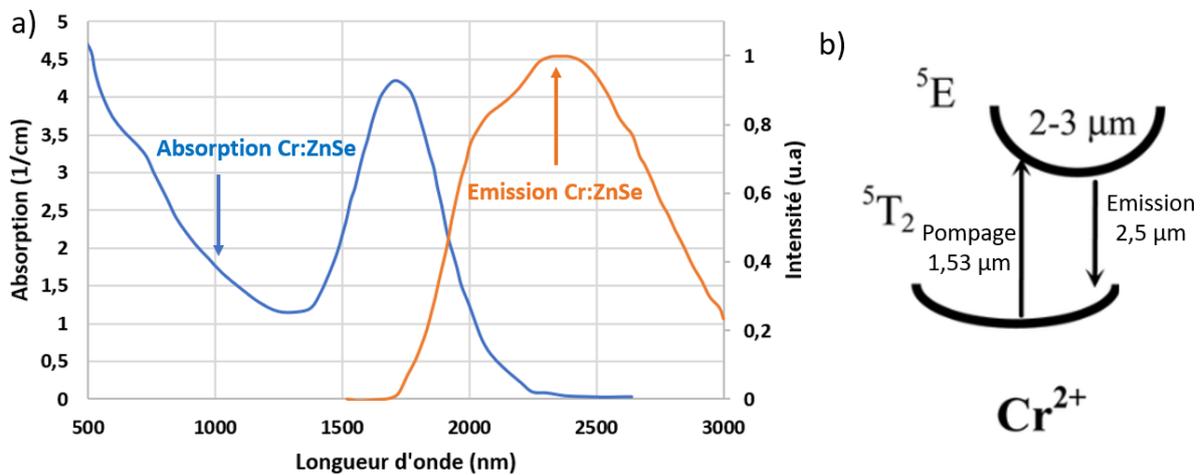
Dans ce chapitre nous allons présenter comment ces trois cristaux ont été « détournés » de leur application laser pour réaliser des sources d'émissions spontanée dans le SWIR. Pour l'ordre de présentation nous avons choisi de partir du dispositif le plus simple pour arriver au dispositif le plus compliqué. Nous allons commencer par le Cr :ZnSe puis l'Er :Cr :YSGG et finir par le CTH :YAG.

2 CR :ZNSE

2.1 SPECTROSCOPIE ET ETAT DE L'ART

Le $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$ est un chalcogénure de zinc dopé avec un ion de transition dite "métallique". Ce matériau a été largement développé car il apparaît comme le candidat idéal pour une émission largement accordable dans la région 2-3 μm [Moskalev 16, Leshchenko 20]. Il est parfois appelé le "Titane saphir de l'infrarouge" en référence à la large accordabilité du cristal de Ti:saphir dans l'infrarouge proche. Dans la figure III.1.a apparaît le spectre d'émission et d'absorption du Cr:ZnSe donné dans la littérature [DeLoach 96]. Les forts couplages électron-phonons de cet ion forment des bandes d'émission et d'absorption très larges. La bande d'absorption possède un pic centré vers 1,7 μm . Il est suffisamment large pour une absorption importante vers 1,5 μm , longueur d'onde où existent des diodes laser de puissance. Il faut noter que la remontée d'absorption de 1,3 μm jusqu'à 0,5 μm correspond à l'absorption de la matrice de ZnSe.

Ce cristal est couramment utilisé pour des lasers impulsifs ns ou fs accordables dans le SWIR. La plage d'accordabilité va de 2 000 à 2750 nm. Il arrive aussi qu'il soit utilisé comme absorbant saturable pour des lasers fonctionnant en régime déclenché vers 1,5 μm [Zakel 05, Doroshenko 07].



2.2 CHOIX DE L'ARCHITECTURE

Géométrie du cristal

La figure III.1 montre un fort recouvrement entre les bandes d'émission et d'absorption, conduisant certainement à de fortes pertes par réabsorption. Pour limiter celles-ci nous avons choisi de réduire au maximum la propagation dans le cristal. Nous avons donc choisi une configuration standard de concentrateur "droit" (c'est à dire sans arrête). De même, les dimensions du cristal sont beaucoup plus petites que celles du cristal d'étude en Ce:LYSO : parallélépipède rectangle de dimension 3x3x17 mm³. La première raison est la minimisation des pertes par propagation, la seconde est le coût du matériau.

Le cristal a été taillé et poli sur toutes les faces à l'atelier d'optique du laboratoire Charles Fabry à partir d'un morceau brut acheté chez *IPG Photonics*[©]. Sa concentration en Cr garantie et mesurée par le fabricant est de $1,0 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$.

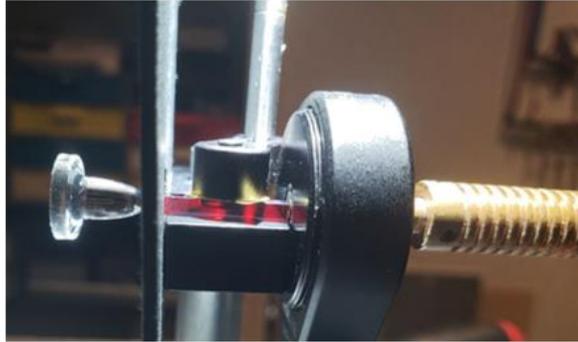
Pompage

Nous avons fait le choix de pomper notre cristal de Cr :ZnSe avec une diode laser fibrée à 1 530 nm que nous avons à notre disposition (BrightLock lasers vendu par QPC[®], la fibre a un diamètre de cœur de 200 μm et une ouverture numérique de 0,22) et qui correspond bien à l'absorption du Cr :ZnSe. Le pompage est réalisé de façon directe, c'est-à-dire qu'il n'y a qu'une lame d'air entre le cristal et la sortie de la fibre. Cette source de pompage peut émettre 40 W en continu mais peut aussi fonctionner en régime quasi-continu. Comme nous voulons seulement faire une preuve de concept nous avons décidé de travailler en quasi-continu (1 ms, 1 Hz) pour éviter tout risque d'échauffement et de détérioration du cristal [McDaniel 14].

Nous avons mesuré l'absorption de notre cristal en Cr :ZnSe à 1 530 nm. Nous avons trouvé un coefficient d'absorption de $\alpha_p = 2,63 \text{ cm}^{-1}$.

Afin d'optimiser l'absorption, nous avons choisi de pomper le cristal de façon longitudinale, via la face opposée à la face de sortie (Fig. III.2). Ce choix limite les options pour extraire le cône opposé à la face de sortie : il faudrait utiliser un miroir dichroïque large bande transmettant la pompe et réfléchissant l'émission spontanée du Cr:ZnSe. Dans cette première approche, nous avons choisi d'explorer les performances sur une configuration la plus simple possible (et donc sans miroir dichroïque).

a)



b)



Figure III.2 – a) Photo du dispositif expérimental utilisé pour le Cr :ZnSe. b) Schéma de ce même dispositif.

Extraction

L'indice de réfraction du cristal est $n_{CrZnSe} = 2,45$. Comme cet indice est très élevé, le cône en sortie est fortement diminué et permet d'extraire uniquement 4% des rayons dans le meilleur des cas. C'est pourquoi nous avons immédiatement décidé de travailler avec un CPC collé sur la face de sortie pour extraire plus de rayons par adaptation d'indice.

Le CPC est vendu par Edmund Optics[®] (référence #17-709 diamètre d'entrée 2,5mm, diamètre de sortie 5mm verre B 270[®] par Schott d'indice de réfraction $n_{CPC} = 1,52$). Ses pertes linéiques en fonction de la longueur d'onde sont données dans la figure III.3.

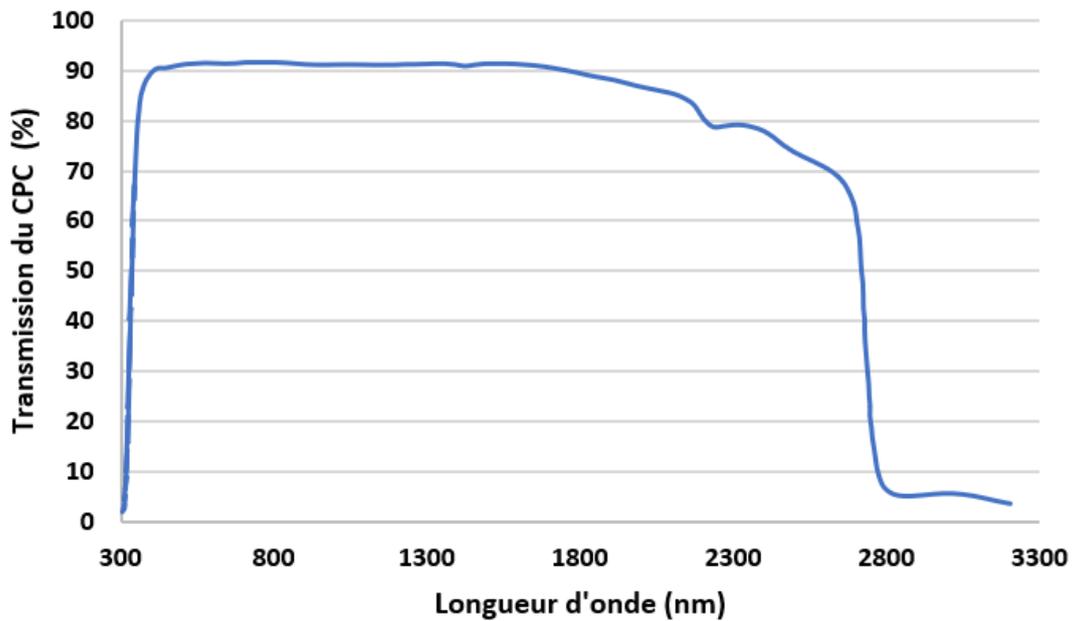


Figure III.3 – Courbe de transmission du CPC (référence #17-709) en fonction de la longueur d'onde. La transmission de Fresnel est comprise dans la transmission globale.

2.3 RESULTATS EXPERIMENTAUX

Nous avons étudié notre cristal avec un CPC en sortie. Le spectre est donné sur la figure III.5.a. Le concentrateur luminescent en Cr:ZnSe émet un spectre très large qui correspond bien à sa spectroscopie. Il faut noter que ce spectre est moins large que la plage d'accordabilité des lasers Cr:ZnSe [Zakel 05, Doroshenko 07]. Ceci est lié au recouvrement entre les bandes d'absorption et d'émission, limitant la section efficace de gain aux courtes longueurs d'onde (vers 2 μm). Dans le cas de l'émission spontanée, même si les effets de réabsorption induisent des pertes, un nombre important de photons aux courtes longueurs d'onde arrivent à rejoindre la face de sortie.

On s'intéresse maintenant au signal temporel émit par le Cr :ZnSe. Le temps de vie du niveau ^5E est de 8 μs (figure III.1.b [Pollock 05]). C'est lui qui explique le léger retard à l'émission qui est visible sur la figure III.4, aussi bien dans le front de montée que dans le front de descente.

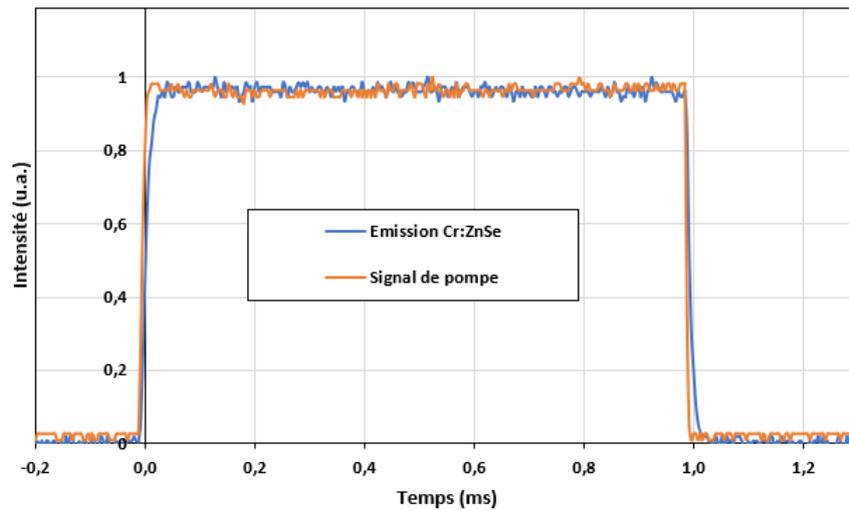


Figure III.4– Signal temporel de la pompe et de l'émission du cristal de Cr :ZnSe .

Si on regarde le spectre en sortie dans la figure III.5.a on se rend compte que le CPC modifie le spectre émis par le Cr :ZnSe à cause de l'absorption du verre B 270 aux grandes longueurs d'onde. Compte tenu de la forme spectrale de l'émission spontanée, on trouve $T_{CPC} = 62\%$.

La caractéristique du concentrateur en Cr :ZnSe est tracée en figure III.5.b en fonction de l'énergie de pompe. Nous avons trouvé une énergie en sortie de 1,02 mJ en sachant que la durée de l'impulsion est de 1 ms, on mesure une puissance crête de 1 W avec une efficacité optique de 3,2%. La courbe est bien linéaire, ce qui confirme qu'avec le rapport cyclique choisi nous n'avons pas de problèmes thermiques significatifs.

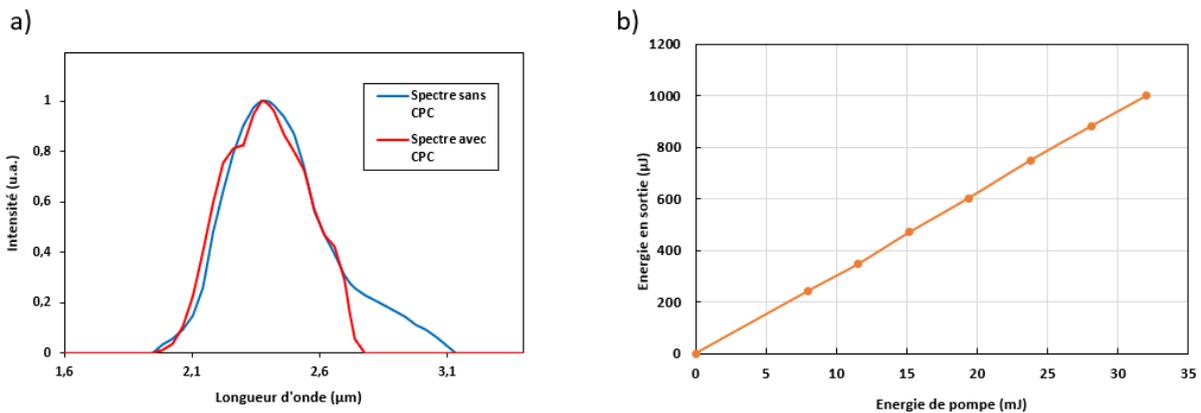


Figure III.5– a) Spectres d'émission du Cr :ZnSe avec et sans CPC. b) Caractéristique de l'énergie en sortie du concentrateur avec CPC en fonction de l'énergie de pompe.

Avec la formule (II.32) on valide que le CPC a une étendue maximale qui lui permet d'extraire

tous les rayons sortant dans la colle par adaptation d'indice. On valide aussi que l'ajout du CPC n'induit pas de recouvrement entre le cône d'extraction de la face de sortie et ceux des autres faces en traçant le planisphère en figure III.6.

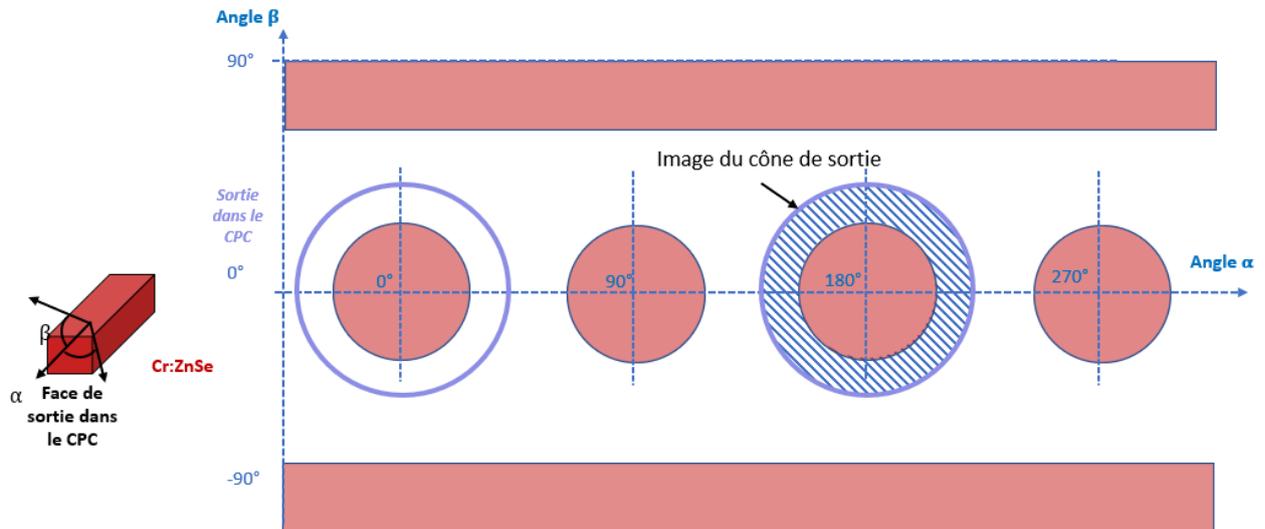


Figure III.6– Planisphère du Cr :ZnSe avec une sortie dans la colle d'indice 1,48.

Pour rappel comme on le voit dans la figure III.13 le cône de sortie est agrandi. Son image par la face arrière collecte deux types de rayons :

- les rayons appartenant au cône de sortie de la face opposée dans l'air,
- les rayons n'appartenant pas au cône de sortie de la face opposée. Ce sont les rayons de la zone barrée bleue de la figure III.6 qui sortent par la face de sortie après réflexion total interne sur la face opposée.

Dans notre cas la face opposée n'a pas de miroir, il faut donc différencier ces rayons dans le calcul de la puissance de sortie ce qui complexifie la formule de la puissance en sortie du concentrateur par le CPC qui devient alors :

$$P_{SMcolle} = T_{CPC} (P_{colle} + (P_{colle} - P_{air})e^{-\alpha k_{colle} \cdot l} + P_{air}(1 - T)e^{-\alpha k_{air} \cdot l}) \frac{T_{colle}}{1 - e^{-2\alpha k_{colle} l}(1 - T)(1 - T_{colle})} \quad (III.1)$$

Avec P_{colle} et P_{air} les puissances des cônes pouvant être extraits respectivement dans la colle et dans l'air. Pour réaliser les simulations nous avons utilisés les paramètres dans le tableau ci-dessous :

Tableau III.1 – Paramètres du Cr :ZnSe :

Paramètres	Cr :ZnSe (0.05% Cr)	Commentaires
Indice de réfraction	$n=2,45$	Donné à 1600 nm.
Longueur d'onde de pompe	$\lambda_p=1\ 530\ \text{nm}$	Longueur d'onde de la diode laser
Absorption	$\alpha_p=2,63\ \text{cm}^{-1}$	Mesuré à 1530 nm
Emission	$\lambda_{em}=2\ 400\ \text{nm}$	Longueur d'onde Moyenne du spectre émis
Durée de vie du niveau d'émission	$\tau=8\ \mu\text{s}$	Valeur mesurée en accord avec [Pollock 05]
Rendement quantique	$\eta_r = 1$	Estimation à partir de [Cizmeciyan 12]
Epaisseur	$t = 3\ \text{mm}$	
Largeur	$w = 3\ \text{mm}$	
Longueur	$l = 17\ \text{mm}$	
Transmission de Fresnel	$T_{Fres} = 0,82$	Equation (II.9)
Angle solide du cône de sortie dans l'air	$\Omega_{air} = 0,55\ \text{sr}$	Equation (II.2)
Indice de la colle	$n_{colle} = 1,48$	Donné par le fabricant Vitralit® VBB-1
Indice du CPC	$n_{cpc} = 1,52$	Fabriqué en verre B 270® de chez Schott
Angle solide du cône de sortie dans le CPC	$\Omega_{CPC} = 1,28\ \text{sr}$	Equation (II.2)

En théorie on trouve une énergie de 1,03 mJ, ce qui est proche de la valeur expérimentale.

Estimons maintenant la luminance en sortie du Cr :ZnSe. Pour cela on doit connaître l'angle de divergence maximum du faisceau en sortie (θ'_{max}). On mesure donc le diagramme de rayonnement en sortie du CPC (figure III.7). Pour cela, on utilise une photodiode que l'on déplace sur un arc de cercle. Le demi-angle en sortie du CPC est de $\theta'_{max} = 40^\circ$.

Ici, le diagramme de sortie n'est pas lambertien. Le calcul de la luminance moyennée sur toutes les directions de sortie donne :

$$L = \frac{P}{S \cdot \pi \sin^2 \theta'_{max}} \quad (III.2)$$

On obtient alors la luminance grâce à la formule (III.2) qui est de $L = 4,0\ \text{W/cm}^2/\text{sr}$.

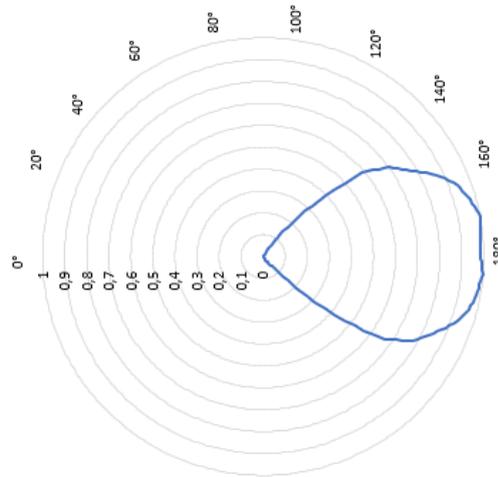


Figure III.7– Diagramme de rayonnement du concentrateur Cr:ZnSe mesuré en sortie du CPC.

On peut maintenant comparer cette source avec les sources incohérentes commerciales existantes dans le SWIR. Pour cela on a choisi d'utiliser la luminance spectrale (Figure III.8) qui permet de se rendre compte de la luminance « utile » à une longueur d'onde spécifique.

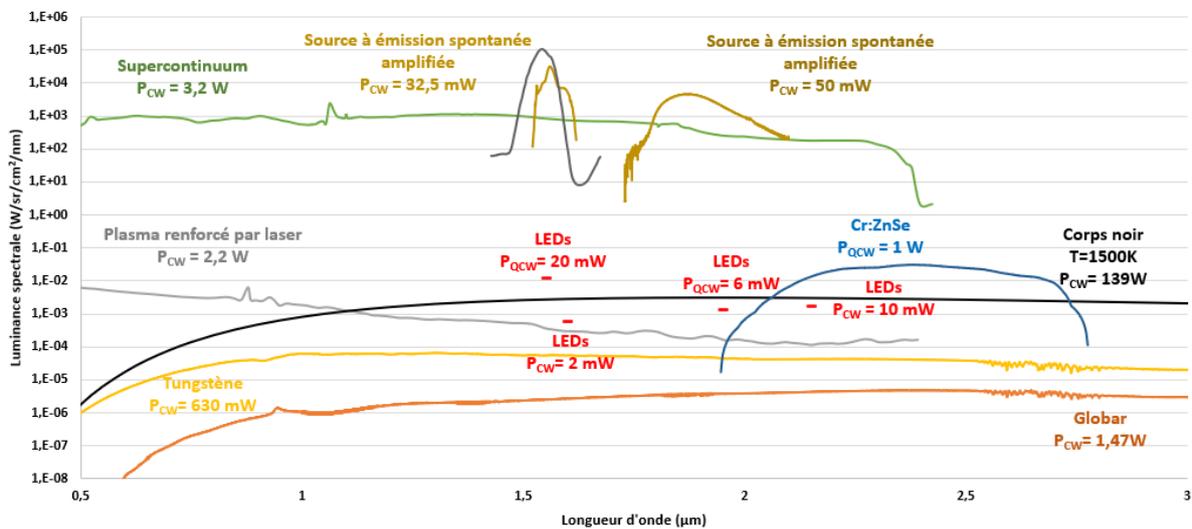


Figure III.8– État de l'art de la luminance spectrale des sources incohérentes dans le SWIR. P correspond à la puissance moyenne pour les sources continues et à la puissance crête pour les sources quasi-continues. Les sources correspondent aux sources commerciales présentées dans le chapitre I. Les résultats avec le Cr :ZnSe correspondent à la courbe bleue foncé.

On peut voir sur ce graphique que notre concentrateur fait à partir d'un cristal laser

de Cr:ZnSe est déjà un ordre de grandeur au-dessus des LEDs et des sources thermiques même s'il reste en dessous des sources améliorées par laser. En termes de puissance il dépasse ces sources, excepté pour le supercontinuum. Comparé à la complexité d'un super-continuum, il faut noter ici la simplicité du concentrateur en Cr:ZnSe (un simple cristal placé devant une diode laser fibrée).

3 ER :CR :YSGG

3.1 SPECTROSCOPIE

Pour le deuxième cristal étudié nous avons choisi l'Er:Cr:YSGG (grenat de gallium dopé à l'yttrium et au chrome) est un cristal bien connu qui a une émission laser à 2,79 μm [Moulton 88]. Il est utilisé pour des applications médicales, notamment en chirurgie dentaire pour couper les tissus mous, l'os, l'émail et la dentine [Diaci 12, Masters 98] ou pour augmenter la dureté superficielle de la dentine [Hassan 21]. Le transfert d'énergie entre le Cr et l'Er permet de pomper ce cristal avec des lampes flash émettant principalement dans la bande spectrale visible. En général le pompage par diode de l'Er:YSGG autour de 970 nm est privilégié [Dinerman 94, Arbabzadah 11, Nie 18]. En fait, le pompage par diode offre une meilleure efficacité et la possibilité de travailler sur un petit spot à un taux de répétition élevé (kHz). En dentisterie, cela convient à l'élimination sélective du tartre [Fried 19] ou des caries [Yan 15]. Bien que l'efficacité des systèmes laser pompés par lampe flash soit très faible par rapport aux systèmes pompés par diode, les lampes flash peuvent fournir une grande quantité d'énergie à faible coût pendant des centaines de microsecondes, ce qui peut être avantageux pour une coupe ou une ablation rapide. Cela explique certainement pourquoi les lasers Er:Cr:YSGG à lampe flash sont encore largement utilisés malgré l'ancienneté de la technologie des lampes flash. La maturité de cette technologie est clairement un avantage important, mais il est toujours intéressant d'explorer d'autres technologies innovantes pour le pompage de l'Er:Cr:YSGG.

Avec le développement récent des LEDs, de nouvelles possibilités de pompage laser apparaissent, en particulier avec les LEDs proches de l'infrarouge adaptées au pompage des lasers dopés au Nd [Barbet 14, Huang 16, Cho 19]. Compte tenu du spectre d'absorption de l'Er:Cr:YSGG (Figure III.9.b), les LEDs bleues semblent plus adaptées que les LED proches de l'infrarouge. Le pompage direct avec des LEDs bleues a été étudié dans [Villars 15] avec un Ce:Nd:YAG co-dopé et pourrait également être une solution pour le pompage de l'Er:Cr:YSGG. Cependant, dans cette configuration, le nombre de LEDs est limité par la taille du cristal laser. Dans notre laboratoire nous avons une opportunité de mettre en œuvre un pompage indirect par LEDs en utilisant un concentrateur luminescent à base de Ce:YAG pompé par des LEDs bleues [Barbet 16a]. Nous avons décidé d'explorer cette option de pompage.

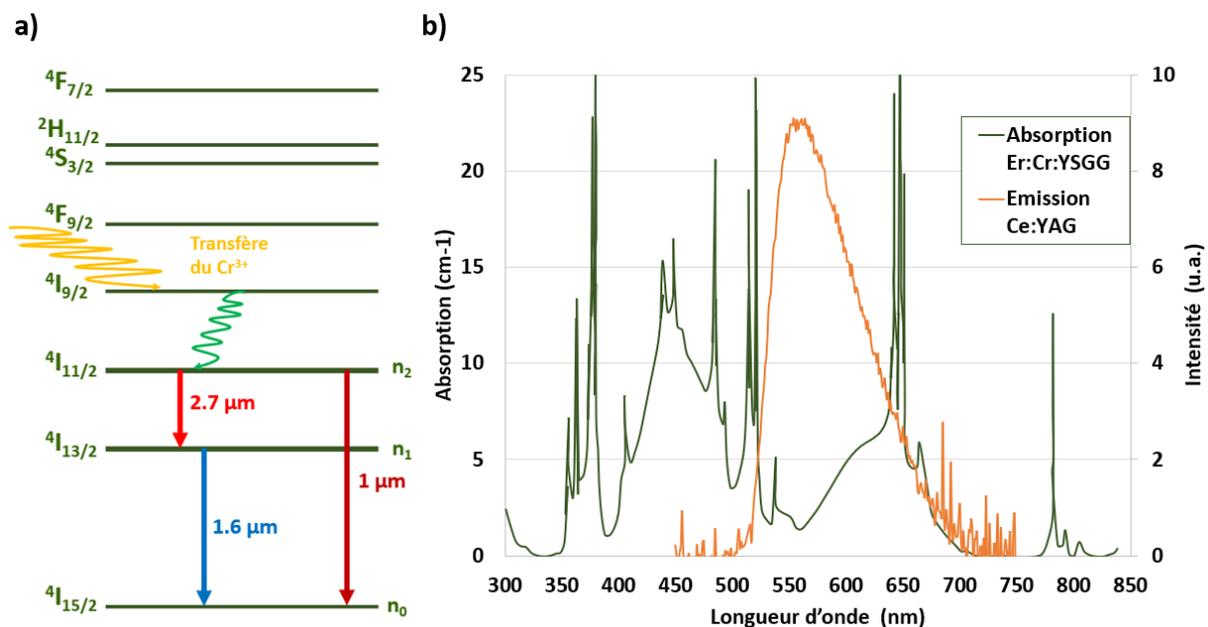


Figure III.9– a) Diagramme des niveaux d'énergie de l'ion erbium trivalent. Le niveau $4I_{9/2}$ est peuplé par le transfert d'énergie de $4T_2$ and $4T_1$ de l'ion Cr^{3+} . b) Spectres d'émission du Ce:YAG (orange) et coefficient d'absorption de l'Er:Cr:YSGG (vert).

Cette configuration permet de concentrer l'énergie de plusieurs LEDs et fournit un faisceau de pompage dans la gamme de $1\text{-}10 \text{ kW/cm}^2$ dans la bande spectrale jaune-orange. Les concentrateurs Ce:YAG pompés par des LEDs ont été utilisés comme sources pompées pour des lasers tels que Nd:YVO₄ [Barbet 16a], alexandrite [Pichon 17], Ti:saphir [Pichon 18] et Cr:LiSAF [Pichon 18b]. À la sortie du concentrateur luminescent en Ce:YAG, l'énergie de pompe disponible peut atteindre 270 mJ pour une durée d'impulsion de $260 \mu\text{s}$ à un taux de répétition de 10 Hz [Pichon 17]. La figure III.9.b montre que le spectre émis par le Ce:YAG a un recouvrement significatif avec le spectre d'absorption de l'Er:Cr:YSGG, principalement grâce aux ions Cr^{3+} . Il est donc possible d'utiliser le Ce:YAG pour pomper ce cristal.

3.2 DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Le cristal utilisé dans cette étude est un Er:Cr:YSGG (de Crylink) avec des dimensions de $3 \times 1 \times 14 \text{ mm}^3$ poli sur toutes les faces. Sa concentration est de $30 \text{ at.}\%$ pour les ions erbium ($3,7 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$, Er^{3+} dans un site dodécaédrique) et de $2 \text{ at.}\%$ pour les ions chrome ($1,7 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$, Cr^{3+} dans un site octaédrique). La concentration en Er^{3+} est optimisée pour une émission laser autour de $2,7 \mu\text{m}$. En effet, le fonctionnement du laser à la transition $4I_{11/2} \rightarrow 4I_{13/2}$ (Figure III.9.a) est limité par l'effet de "goulot d'étranglement" qui limite l'effet laser dans le temps puisque la durée de vie du niveau du haut du laser est plus courte que celle du niveau du bas. Toutefois, cet effet peut être atténué par l'effet Auger [Auger 75] par transfert d'énergie qui se produit au niveau $4I_{13/2}$. Cet effet est favorisé par l'augmentation de

la concentration de dopage de Er^{3+} (>30 at.%) [Hu 20].

Comme source de pompage, nous utilisons donc un concentrateur luminescent en Ce:YAG pompé par des LED bleues. On peut alors parler de cascade de concentrateur car un concentrateur primaire en Ce:YAG vient pomper un concentrateur secondaire en Er:Cr:YSGG. Cette configuration a déjà été étudiée dans le domaine des concentrateurs solaires [Flores Daorta 14], mais c'est la première fois qu'elle est utilisée pour réaliser une source de lumière.

Dans les conditions expérimentales (Figure III.10.a), nous avons mesuré une absorption de 57% avec une sphère intégrante. Il convient de noter que cette absorption est plus élevée que celle de 1 mm d'épaisseur d'Er:Cr:YSGG. En fait, la lumière entrant dans l'Er:Cr:YSGG est lambertienne, de sorte que le trajet moyen dans le concentrateur est beaucoup plus élevé que l'épaisseur du cristal. En outre, comme le Ce:YAG et l'Er:Cr:YSGG sont collés ensemble (Figure III.10.b), une partie de la lumière transmise par le Ce:YAG ne peut pas s'échapper dans l'air et est donc piégée par réflexions totales internes sur les faces de l'Er:Cr:YSGG.

Les LED bleues ont un spectre d'émission centré sur 450 nm (LUXEON Z Royal Blue de Lumileds). Avec un courant de commande de 1 A, chaque LED émet 900 mW sur une surface de $1 \times 1 \text{ mm}^2$. Pour éviter les effets thermiques importants, les LED fonctionnent en quasi-continue à 10 Hz avec une durée d'impulsion de 1,5 ms, proche de la durée de vie du niveau $^4_{11/2}$ de l'Er:Cr:YSGG (1,4 ms [Moulton 88]). Nous utilisons 2240 LEDs disposées en deux panneaux de 1120 LEDs chacun de dimensions $14 \times 200 \text{ mm}^2$. Le concentrateur est constitué de trois plaques de Ce:YAG (vendu par Crytur) de $1 \times 14 \times 100 \text{ mm}^2$ polies sur toutes leurs faces et collées ensemble avec une colle UV pour former une plaque de $1 \times 14 \times 300 \text{ mm}^3$. En raison de la différence d'indice de réfraction entre l'adhésif ($n=1,48$) et le YAG ($n=1,82$), les pertes de Fresnel à chaque interface ne sont que de 1%. Cet assemblage de 300 mm de long a été choisi pour des raisons d'encombrement entre la mécanique de la tête de pompage et les différents instruments de mesure (figure III.10.c). Les grandes faces du concentrateur sont pompées par les panneaux de LEDs (Figure III.10.a). L'épaisseur du concentrateur (1 mm) est suffisante pour absorber toute la lumière bleue des LED et pour assurer une bonne manipulation mécanique de l'ensemble. Un miroir métallique est placé sur l'une des petites faces de $1 \times 14 \text{ mm}^2$ pour collecter plus d'énergie. On laisse une lame d'air entre la face et le miroir métallique qui est tenu mécaniquement par une monture. L'autre petite face de $1 \times 14 \text{ mm}^2$ est considérée comme la face de sortie. Lorsque les LEDs sont alimentées à 1A (10 Hz 1.5 ms), nous mesurons une énergie de 324 mJ résultant en une efficacité LED/concentrateur de 11%. (Joulemètre réf ES120C de Thorlabs).

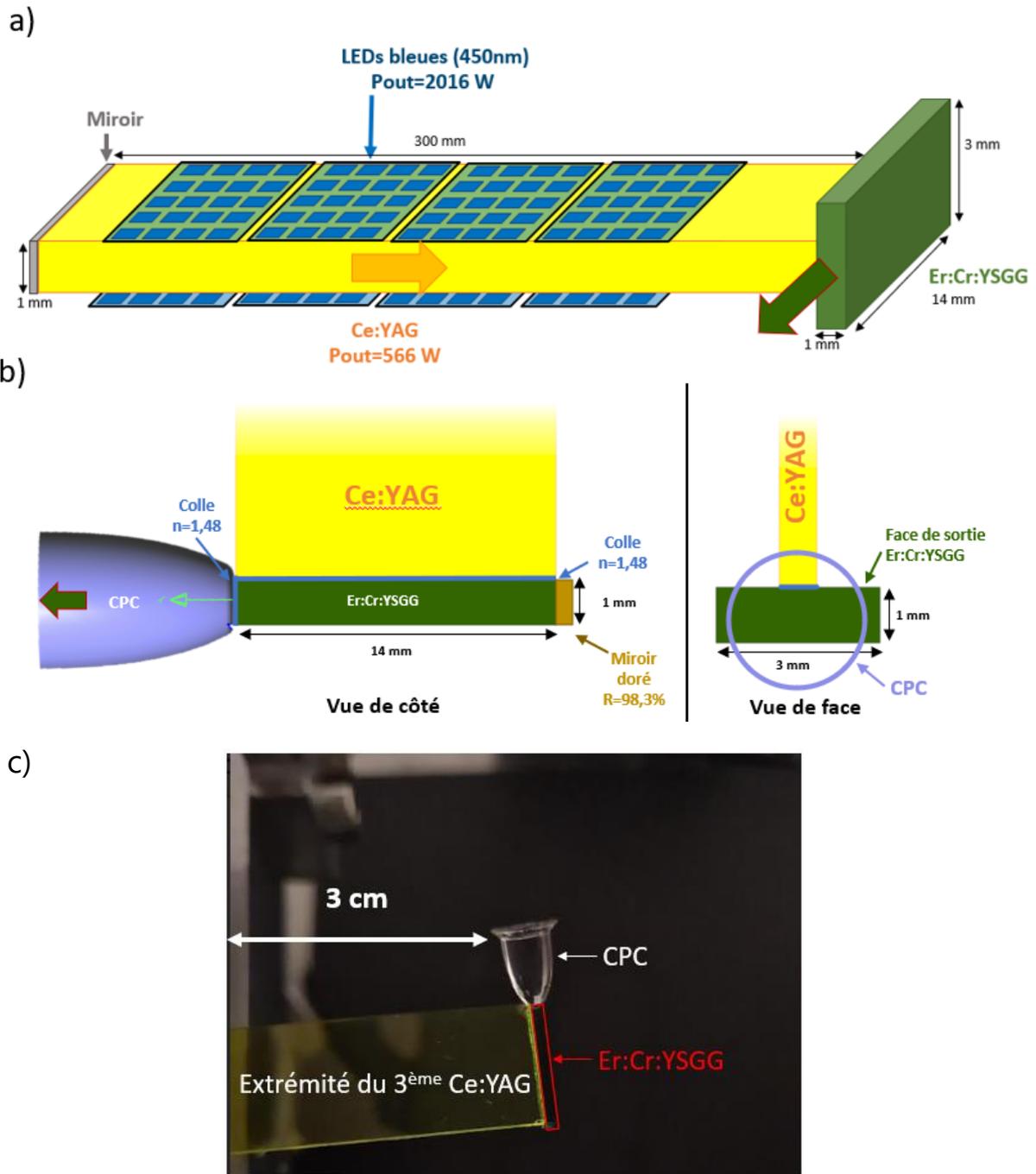


Figure III.10– a) Montage expérimental du concentrateur en Er:Cr:YSGG à pompé par des LEDs bleues via un concentrateur luminescent en Ce:YAG. La puissance de crête totale des LEDs bleues et la puissance de crête du Ce:YAG lancé dans le Er:Cr:YSGG sont indiquées. b) Montage expérimental du concentrateur luminescent Er:Cr:YSGG pompé par LED. c) Photo de haut du dispositif. Grâce aux trois concentrateurs en Ce :YAG il y a 3 cm entre le CPC et la monture mécanique.

L'Er:Cr:YSGG est collé au Ce:YAG au centre de sa grande surface (14x3 mm²) avec une colle optique polymérisant aux UV. Compte tenu de l'indice de réfraction de la colle (n=1,48), l'angle de réflexion totale interne dans le Ce:YAG passe de 33° (dans l'air) à 54° (dans la colle). Par conséquent, l'énergie couplée dans l'adhésif et donc dans l'Er:Cr:YSGG est plus importante que l'énergie de sortie dans l'air. En tenant compte des réflexions de Fresnel aux différentes interfaces, nous estimons l'énergie couplée dans l'Er:Cr:YSGG à 850 mJ. À un taux de répétition de 10 Hz, la puissance moyenne absorbée atteint 4 W. Le cristal est simplement refroidi par air à l'aide d'un ventilateur et atteint une température de 130°C.

3.3 RESULTATS EXPERIMENTAUX

En balayant l'émission de notre cristal d'Er:Cr:YSGG avec un monochromateur, nous observons un fort signal de fluorescence à 1 µm et à 1,6 µm, correspondant respectivement à la transition $^4I_{13/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$ et à la transition $^4I_{13/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$. Notre cristal est poli sur toutes ses faces pour pouvoir être utilisé comme concentrateur luminescent, en collectant l'émission spontanée vers la face de sortie (1x3 mm²).

À l'énergie de pompe maximale, nous observons un effet laser parasite à 2,79 µm entre la face de sortie du CPC et le miroir arrière, correspondant à une énergie de 540 µJ (détecté après une fenêtre de germanium supprimant l'émission en dessous de 2 µm WG91050 de Thorlabs). Cet effet nous empêche d'exploiter la fluorescence autour de 2,7 µm. De plus, il réduit la population du niveau supérieur $I^4_{11/2}$ et donc l'efficacité de l'émission à 1 µm. Cependant, il contribue à la population du niveau $I^4_{13/2}$, en plus d'autres voies d'excitation telles que la relaxation croisée entre l'état fondamental et le niveau $I^4_{9/2}$ [Moulton 88].

Nous commençons la caractérisation du concentrateur en mesurant le signal de sortie avec une photodiode rapide (PDAVJ8 de Thorlabs). L'émission à 1,6 µm est isolée avec un filtre passe-bande (FB1750-50 de Thorlabs). La figure III.11 montre le profil temporel de cette émission. La partie décroissante de la courbe est comparée à la décroissance de la fluorescence en considérant uniquement la durée de vie de $I^4_{13/2}$ (5,1 ms [Moulton 88]). La figure III.11 montre une forte différence entre les deux temps caractéristiques. D'ailleurs il n'est pas possible de trouver un seul temps caractéristique pour la décroissance de notre signal avec une mono-exponentielle. Cela peut être liée à l'effet Auger qui a lieu au niveau de $I^4_{13/2}$. Cet effet est en effet favorisé par le niveau élevé de dopage Er et contribue à promouvoir l'émission à 2,79 µm. Il a pour inconvénient de réduire considérablement l'émission à 1,6 µm.

Pour estimer expérimentalement le rendement quantique à 1,6 µm on l'utilise comme paramètre d'ajustement pour confronter l'énergie calculée avec la théorie sans CPC et sans miroir au résultat expérimental. On trouve alors 8 %. Cette valeur est très faible et nous n'avons pas trouvé d'autres estimations dans la littérature, même si Moulton [Moulton 88] l'annonce bien en dessous de l'unité.

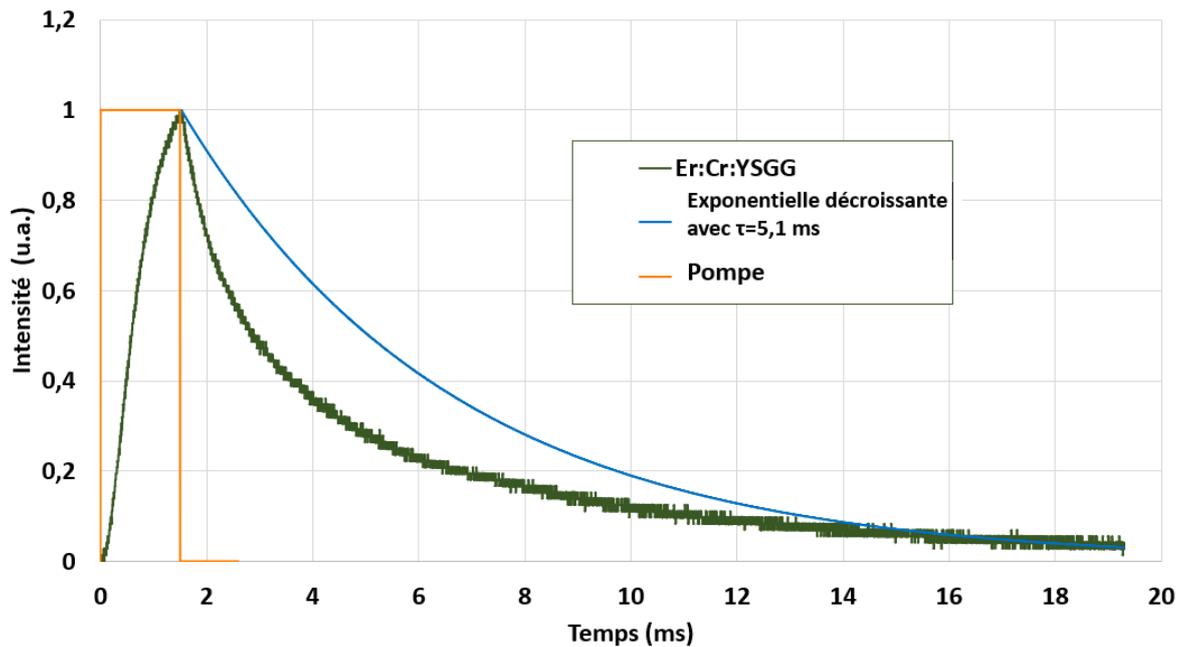


Figure III.11– Forme temporelle de l'émission à 1,6 μm . Dans la courbe bleue, la décroissance de la fluorescence suppose une décroissance exponentielle unique avec une durée de vie de 5,1 ms correspondant à la durée de vie de $I^4_{13/2}$.

Malgré cela, une énergie de sortie de 900 μJ autour de 1,6 μm a été mesurée, en utilisant un capteur d'énergie pyroélectrique (ES120C de Thorlabs) en combinaison avec le filtre passe-bande (FB 1750-500 de Thorlabs). La forme temporelle de l'émission à 1,6 μm donne une puissance de crête de 351 mW après le CPC et après correction de la transmission du filtre. Le spectre de sortie est mesuré (à l'aide du spectromètre NIRQuest d'Ocean Insight) sur la bande de 0,9 μm à 2 μm . On peut alors calculer la luminance spectrale à la sortie du CPC. Elle atteint 0,14 $\text{W}/\text{cm}^2/\text{sr}/\text{nm}$ à 1,640 μm et 0,06 $\text{W}/\text{cm}^2/\text{sr}/\text{nm}$ à 1,014 μm (Figure III.11). Il convient de mentionner que ces résultats intéressants ont été obtenus malgré une forte réabsorption à 1,6 μm . En effet, en mesurant la puissance de sortie avec et sans le miroir arrière en or (équation (II.29) du chapitre précédent, lame d'air entre le miroir et le cristal), nous estimons le coefficient de perte à 0,77 cm^{-1} à 1,6 μm . Ces pertes sont liées à la population thermique de $I^4_{15/2}$ et au niveau élevé de dopage à l'erbium (30 %).

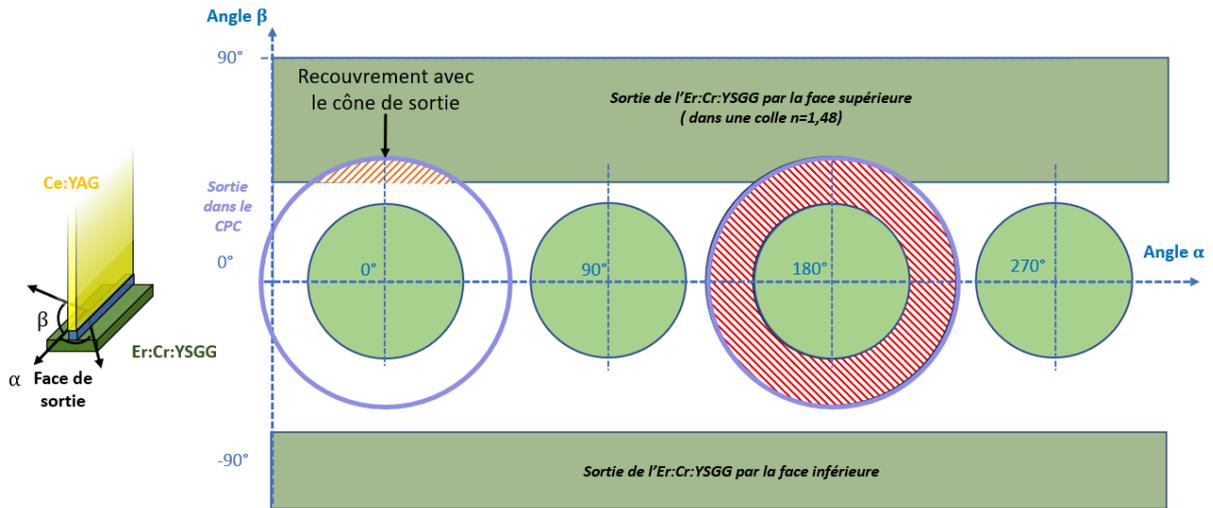


Figure III.12–Planisphère de l'Er :Cr :YSGG avec une sortie dans la colle ainsi que la face de pompage. L'indice de la colle est 1,48.

Maintenant si on regarde le planisphère on se rend compte qu'il y a un recouvrement entre le cône de sortie dans le CPC et le cône de transmission de la face collée au Ce :YAG. Ce recouvrement représente 6% des rayons du cône de sortie et peuvent donc induire des pertes. Il est possible de montrer que les rayons de ce recouvrement qui atteignent le Ce:YAG sont en réflexion totale interne sur les faces latérale du Ce:YAG à l'exception de la surface opposée à celle collée à l'Er :Cr :YSGG mais qui est elle-même recouverte d'un miroir. Par conséquent, ces rayons devraient retourner vers l'Er :Cr :YSGG. Ceci a été validé expérimentalement en estimant les pertes à l'aide de la mesure de la puissance avec et sans miroir arrière. Nous avons trouvé exactement le même coefficient de pertes de propagation dans l'Er :Cr :YSGG avec ou sans collage du Ce:YAG à sa surface. Ceci prouve que le collage n'induit pas de pertes.

Si on replace un miroir de réflexion $R=97,5\%$ à l'arrière du concentrateur, la formule (III.1) devient alors :

$$P_{SMcolle} = T_{CPC} (P_{colle} + (P_{colle} - P_{air})e^{-\alpha k_{colle} \cdot l} + P_{air} R e^{-\alpha k_{air} \cdot l}) \frac{T_{colle}}{1 - e^{-2\alpha k_{colle} l} (1 - T)(1 - T_{colle})} \quad (III.3)$$

En théorie on trouve $920 \mu\text{J}$ contre $900 \mu\text{J}$ en pratique donc la théorie est cohérente avec l'expérience. Les paramètres utilisés pour la théorie sont donnés dans le tableau ci-dessous :

Tableau III.2 – Paramètres de l'Er :Cr :YSGG :

Paramètres	Er :Cr :YSGG (30 at.% Er ³⁺ et 2 at.% Cr ³⁺)	Commentaires
Indice de réfraction	n=1,92	Donné à 1600 nm.
Longueur d'onde de pompe	$\lambda_p = 580 \text{ nm}$	Longueur d'onde moyenne d'émission du Ce :YAG
Absorption	57 %	Mesuré avec le spectre du Ce :YAG
Emission	$\lambda_{em} = 1640 \text{ nm}$	Longueur d'onde Moyenne du spectre émis
Durée de vie du niveau d'émission	$\tau = 5,1 \text{ ms}$	Valeur donnée par le fabricant en accord avec [Moulton 88]
Rendement quantique	$\eta_r = 0,08$	Estimation à partir de mesure sans CPC
Epaisseur	$t = 1 \text{ mm}$	
Largeur	$w = 3 \text{ mm}$	
Longueur	$l = 14 \text{ mm}$	
Transmission de Fresnel	$T_{Fres} = 0,90$	Equation (II.9)
Angle solide du cône de sortie dans l'air	$\Omega_{air} = 0,90 \text{ sr}$	Equation (II.2)
Indice de la colle	$n_{colle} = 1,48$	Donné par le fabricant Vitralit® VBB-1
Indice du CPC	$n_{cpc} = 1,52$	Fabriqué en verre B 270® de chez Schott
Angle solide du cône de sortie dans le CPC	$\Omega_{CPC} = 2,28 \text{ sr}$	Equation (II.2)

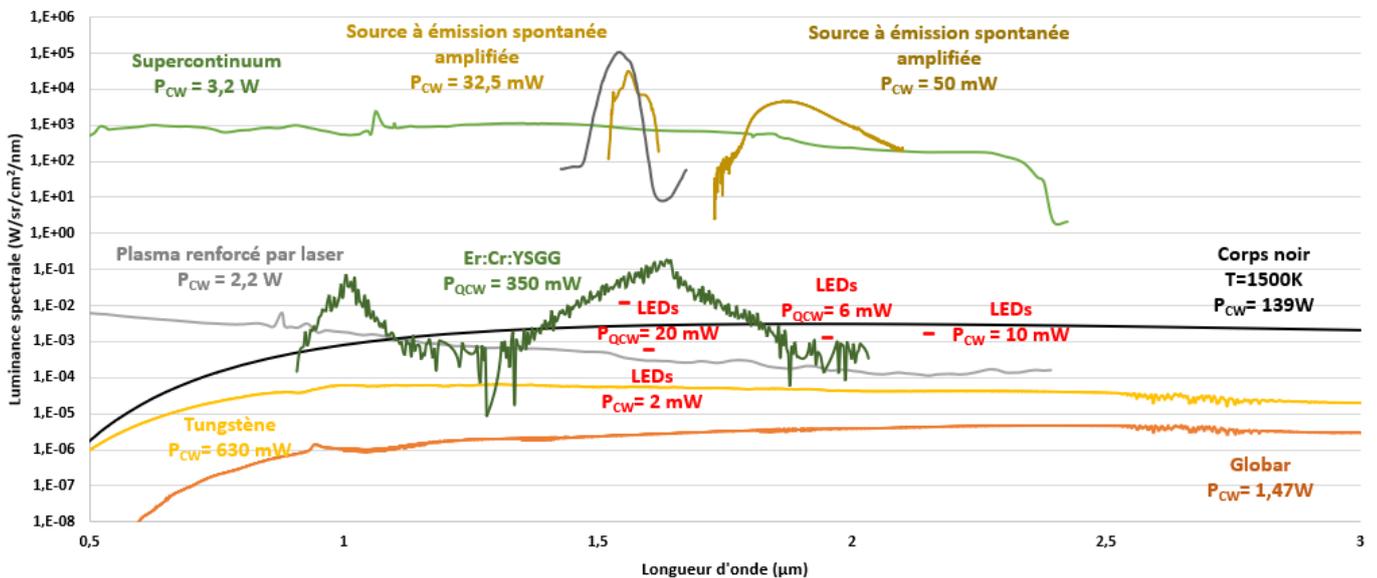


Figure III.13– État de l'art de la luminance spectrale des sources incohérentes dans le SWIR. P_{xxx} correspond aux puissances moyennes pour les sources continues et à la puissance de crête pour les sources quasi-continues. Les résultats concernant l'Er :Cr :YSGG correspondent à la courbe verte foncée.

Pour démontrer la pertinence de cette source Er:Cr:YSGG, il est intéressant, comme pour le Cr:ZnSe, de comparer ses performances avec celles d'autres sources incohérentes émettant dans le SWIR (Figure III.13). Alors que l'émission à 1 μm n'est pas particulièrement pertinente, la luminance spectrale de la source Er:Cr: YSGG à 1,6 μm est 50 fois meilleure que celle des LEDs commerciales et 15 fois meilleure que celle d'un corps noir à 1500 K. La luminance spectrale reste bien inférieure à celle d'une source d'émission spontanée amplifiée à fibre dopée à l'Er. Cependant, sa largeur de bande d'émission spectrale - de 200 nm à mi-hauteur - est 10 fois plus grande ainsi que sa puissance crête. Par conséquent, le concentrateur luminescent Er:Cr:YSGG est une source SWIR à large bande avec une combinaison unique de puissance et de luminance qui peut être intéressante pour les applications d'éclairage.

Ce travail démontre pour la première fois que l'Er:Cr:YSGG peut être utilisé comme source d'émission spontanée à 1,6 μm avec des propriétés uniques. Ses performances dépassent déjà celles des sources SWIR incohérentes classiques telles que les LED et les corps noirs. Dans notre expérience, le niveau de dopage Er (30%) a été optimisé pour l'émission laser à 2,79 μm , mais pas pour l'émission à 1,6 μm . Un niveau de dopage de 5 %, qui convient à l'émission à 1,6 μm [Hu 20], aurait pu réduire considérablement les pertes par effet Auger et les pertes par réabsorption. Par conséquent, cette nouvelle source de lumière dans le proche infrarouge peut encore être considérablement améliorée (un ordre de grandeur au moins).

4 CTH :YAG

4.1 SPECTROSCOPIE

Pour compléter la gamme de longueur d'onde dans le SWIR, nous avons choisi d'étudier le Cr,Tm,Ho:YAG (CTH :YAG). C'est un cristal laser infrarouge connu depuis de nombreuses années [Allat'ev 86, Fan 88]. Son émission à 2,1 μm se situe à la fois dans une fenêtre atmosphérique et dans la région de sécurité oculaire. Cela le rend intéressant pour les applications de télédétection telles que le Lidar aéroporté [Flint 93, Targ 91]. En outre, sa longueur d'onde d'émission correspond à un pic d'absorption de l'eau, ce qui est utile pour les applications médicales. Le laser CTH:YAG peut être transmis dans des fibres en silice fondue. Il peut donc permettre de réaliser des opérations chirurgicales (découpe, ablation) à l'intérieur du corps humain. Par exemple, le CTH:YAG peut être utilisé pour l'angioplastie, l'arthroscopie [Wright 92] ou pour la destruction des calculs rénaux [Strittmatter 20]. Dans le CTH:YAG, l' Ho^{3+} est responsable de l'émission laser à 2,1 μm . L'ion Cr^{3+} est utilisé pour l'absorption de la pompe et l'ion Tm^{3+} pour le transfert d'énergie afin d'amener l'ion Ho^{3+} dans son niveau excité I^5_7 . Le spectre de fluorescence du CTH:YAG n'est pas limité à 2,1 μm , mais est à large bande, entre 1,7 μm et 2,15 μm [Fan 88], en raison d'une combinaison de fluorescence du thulium et de l'holmium. Son émission couvre une grande partie de la région SWIR. À notre connaissance, cette émission très large du CTH:YAG n'a jamais été pleinement exploitée.

En tant que source de pompage, les LEDs peuvent être considérées comme un intermédiaire entre les lampes flash et les diodes laser. Elles sont peu coûteuses et très robustes, comme les lampes flash. Elles bénéficient également de la longue durée de vie et de la stabilité des semi-conducteurs. Les progrès récents sur le marché de l'éclairage rendent cette source de pompage très attrayante. Le CTH:YAG a déjà été pompé par diode laser à 780 nm en raison de la forte bande d'absorption du Tm^{3+} [Fan 88, Lin 09]. Dans la plupart des cas, le CTH:YAG est pompé par des lampes flash qui tirent parti de l'absorption du Cr^{3+} dans le visible [Allat'ev 86, Bowman 91, Imai 90]. Cependant, à notre connaissance, le CTH:YAG n'a jamais été pompé par des LEDs.

D'après le spectre d'absorption du CTH:YAG (Figure III.14), le pompage par LEDs bleues semble possible en raison de la large absorption des ions chrome. Il pourrait également être pompé par des LEDs infrarouges autour de 800 nm, ce qui correspond à la bande d'absorption étroite des ions thulium. Afin d'exploiter l'émission spontanée du CTH:YAG, sa spectroscopie doit être prise en compte. En effet, les transitions du thulium et de l'holmium ont des niveaux inférieurs qui sont thermiquement peuplés. Il en résulte un coefficient de perte par réabsorption de $\alpha = 10^{-1} \text{ cm}^{-1}$ à 2,1 μm pour la concentration de dopage classique (0,8 at. % pour le chrome, 6,0 at. % pour le thulium et 0,4 at. % pour l'holmium) [Bowman 91]. Par conséquent, pour être efficace, la distance de propagation moyenne à l'intérieur du concentrateur luminescent CTH:YAG doit être beaucoup plus petite que $\frac{1}{\alpha}$ à savoir 10 cm. Cela signifie que les dimensions du CTH:YAG doivent être de l'ordre de quelques centimètres. Avec une telle taille, un concentrateur luminescent CTH:YAG pourrait être directement pompé par seulement quelques LEDs. La puissance d'une LED étant de l'ordre d'un watt, la puissance de la pompe serait fortement limitée dans le cas d'un pompage direct par LED.

Pour éviter ce problème induit par la faible irradiance des LEDs, nous proposons d'étudier, comme pour l'Er:Cr:YSGG, un pompage indirect par LEDs en utilisant un concentrateur luminescent en Ce:YAG. En effet, le Ce:YAG émet dans une bande large (550-650 nm) avec un bon recouvrement spectral avec l'absorption du CTH:YAG (Figure III.14). Par conséquent, l'architecture choisie pour cette étude est comme précédemment une cascade de concentrateurs luminescents : un concentrateur primaire en Ce:YAG pompé par LEDs pompe un concentrateur secondaire en CTH:YAG.

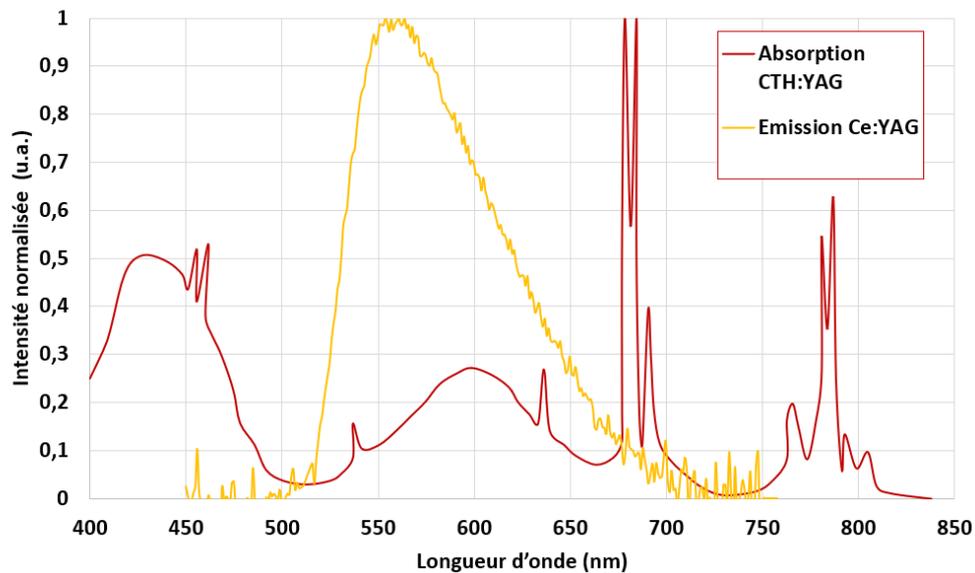


Figure III.14– Spectres d'émission du Ce:YAG (orange) et coefficient d'absorption du CTH:YAG (rouge).

4.2 DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Dans cette étude, nous avons utilisé un cristal de CTH:YAG de dimensions $3 \times 1 \times 14 \text{ mm}^3$ poli sur toutes ses faces. Il est commercialisé par Electro-Optics Technology GmbH. Sa concentration est de 0,36 at. % en ions Holmium, 0,85 at. % en ions Chrome et 5,9 at. % en ions Thulium. Comme source de pompage, nous avons choisi le même dispositif que pour l'Er:Cr:YSGG. Pour éviter les effets thermiques importants dans les panneaux de LEDs, les LEDs fonctionnent en quasi-continu à 10 Hz avec une durée d'impulsion de 3,5 ms ce qui donne un rapport cyclique de 3,5%, limitée par notre alimentation électronique. La figure III.15 montre l'émission SWIR du CTH:YAG enregistrée par une photodiode. Elle montre que la durée de la pompe n'est pas assez longue pour atteindre l'état stationnaire de l'émission.

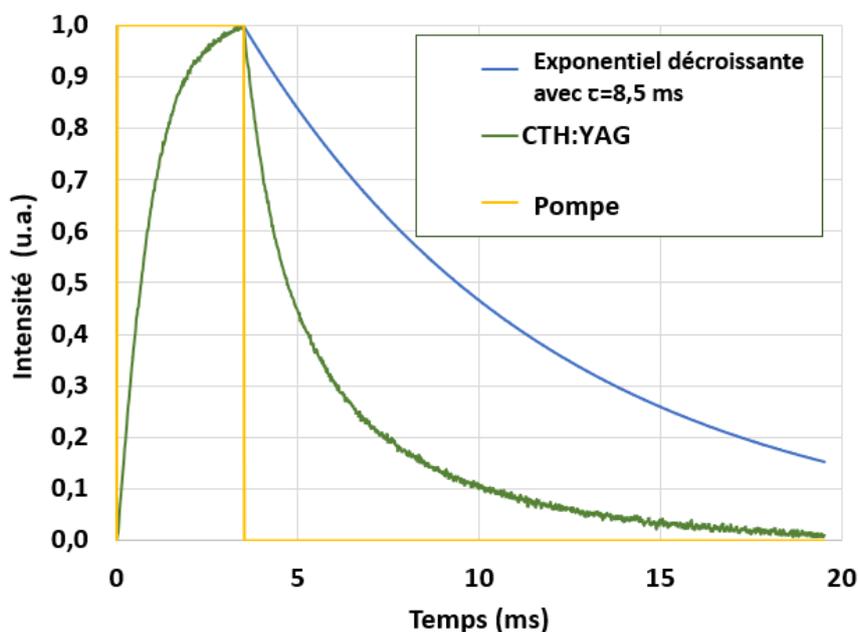


Figure III.15– Impulsion de pompe du Ce:YAG et émission du CTH:YAG dans le SWIR. Comparaison avec une décroissance exponentielle de 8,5 ms correspondant à la durée de vie du CTH:YAG [Fan 88].

Lorsque les LED sont alimentées à 1A (10 Hz , 3,5 ms) dans la même configuration que pour l'Er :Cr :YSGG (figure III.16.a), nous mesurons une puissance de pompe crête de 216 W et une énergie de 756 mJ (Joulemètre réf ES120C de Thorlabs) à la sortie du Ce:YAG dans l'air.

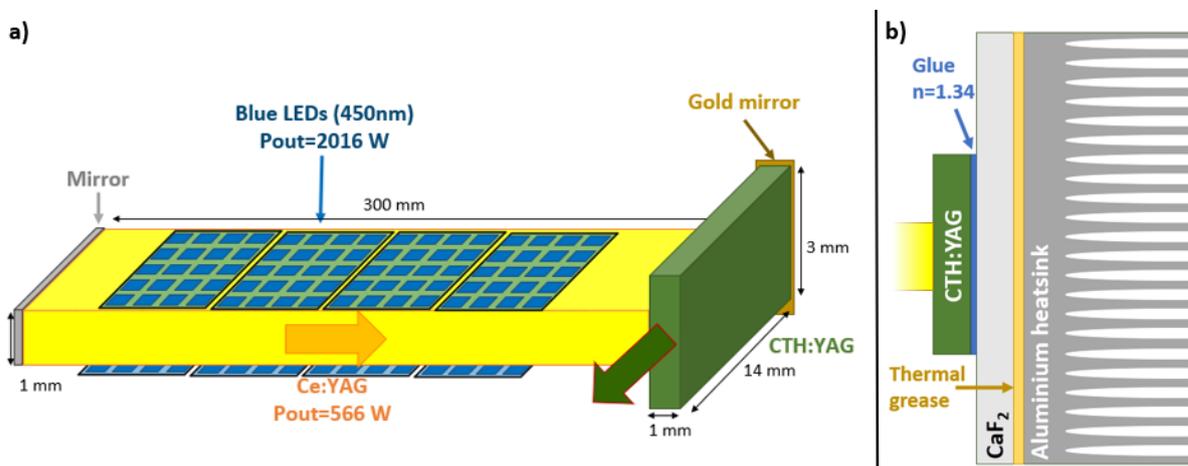


Figure III.16– a) CTH:YAG pompée par LEDs via un concentrateur luminescent en Ce:YAG. b) Schéma du dispositif de refroidissement des cristaux par contact optique sur une plaque de CaF_2 .

Le CTH:YAG est collé au Ce:YAG au centre de sa grande surface ($14 \times 3 \text{ mm}^2$) avec une colle optique polymérisant à l'UV. Compte tenu de l'indice de réfraction de la colle ($n=1,48$), nous estimons qu'une puissance crête de 566 W et une énergie de 2 J sont injectées dans le CTH:YAG. Dans ces conditions expérimentales (Figure III.16.a), nous avons mesuré une ab-

sorption de 56 % avec une sphère intégrante. Cette faible valeur peut être attribuée à la faible concentration en ions chrome, mais il convient de noter qu'elle est beaucoup plus élevée que l'absorption d'un CTH:YAG de 1 mm d'épaisseur placé dans l'air. En fait, comme pour l'Er:Cr:YSGG la lumière entrant dans le CTH:YAG est lambertienne, de sorte que le trajet moyen dans le concentrateur est beaucoup plus élevé que l'épaisseur du cristal. De plus, comme le Ce:YAG et le CTH:YAG sont collés ensemble, une partie de la lumière transmise à travers le Ce:YAG ne peut pas s'échapper dans l'air et est donc piégée par réflexion interne totale sur les faces du CTH:YAG. Nous avons calculé que ces rayons piégés représentent 63% de la lumière couplée dans le CTH:YAG et ont une forte probabilité d'être absorbés par le CTH:YAG.

4.3 GESTION THERMIQUE ET PERTES DU CONCENTRATEUR

À pleine puissance de pompe et à une fréquence de 10 Hz, la puissance moyenne absorbée par la pompe atteint 11,2 W, ce qui nécessite une gestion thermique.

Les performances du cristal laser en CTH:YAG étant très sensibles à la température [Lin 09] nous avons utilisé une caméra thermique pour surveiller la température du CTH:YAG. Avec un simple refroidissement avec un ventilateur pour refroidir le cristal, la température atteint 160°C pour une durée d'impulsion de pompe de 800 μ s à 10 Hz (puissance de pompe moyenne absorbée de 2,6 W), ce qui risque de détériorer les performances et la colle entre le Ce:YAG et le CTH:YAG. Pour augmenter la puissance moyenne, un refroidissement à l'aide d'un dissipateur thermique est nécessaire. Cependant, le contact du cristal avec une graisse thermique est un problème pour un concentrateur luminescent. Comme expliqué dans [Pichon 17], le contact avec une graisse thermique, même sur une petite partie de la surface, frustre les réflexions totales internes et peut diminuer l'efficacité du concentrateur luminescent de manière significative (de 40% dans le cas de [Pichon 17]). Pour limiter cet échauffement sans compromettre les performances de notre concentrateur en CTH:YAG, une plaque de CaF₂ (dimension 1x20x100 mm³) ayant une bonne conductivité thermique (9,7 W/m/K) est collée sur la grande surface de notre CTH:YAG avec une colle optique à faible indice (n=1,34). Le CaF₂ lui-même est en contact avec un dissipateur thermique en aluminium refroidi à l'air par l'intermédiaire d'une graisse thermique, comme le montre la figure III.16.b. Grâce à ce refroidissement, la durée de la pompe peut être allongée jusqu'à 3,5 ms. À la puissance maximale et au taux de répétition de 10 Hz, l'augmentation de la température du CTH:YAG est maintenue à un niveau acceptable de 110 °C (figure III.17). A cette température la souplesse de la colle permet de ne pas prendre en compte la dilatation des différents cristaux. La figure III.17.b montre que le CaF₂ dissipe la chaleur du CTH:YAG plus efficacement que le contact avec le Ce:YAG, ce qui peut se comprendre puisque la face du Ce:YAG ne couvre qu'un tiers de la surface du CTH:YAG. Il faut mentionner que l'échauffement du Ce:YAG par le pompage des LEDs est très faible, grâce à son excellente efficacité de conversion du bleu au visible (88% [Sathian 17]).

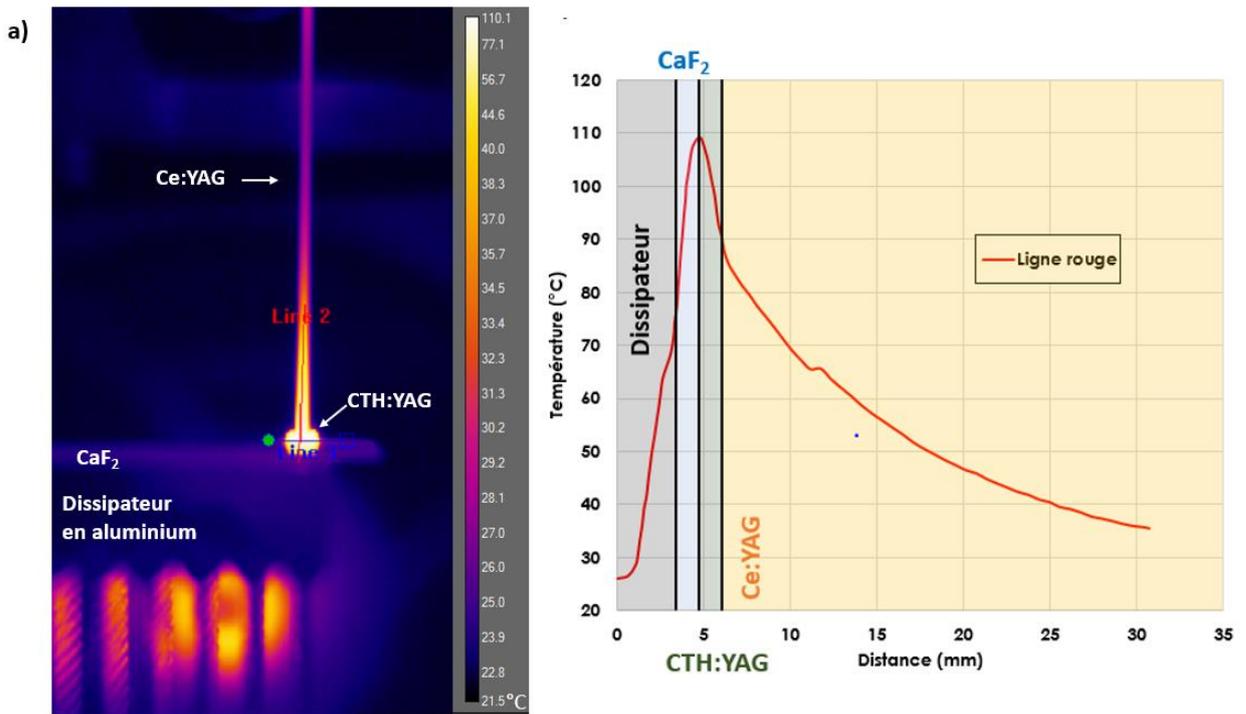


Figure III.17– a) Photo de caméra thermique du cristal CTH:YAG à 3,5 ms. b) Coupe longitudinale le long de la ligne rouge de la photo de caméra thermique.

En ce qui concerne la différence d'indice entre le CTH:YAG ($n=1,8$ @ $2,1 \mu\text{m}$) et les colles, les réflexions totales internes sont partiellement frustrées. Pour comprendre comment la lumière est confinée dans le concentrateur en CTH:YAG, nous proposons de faire son planisphère qui représente les cônes de transmission sur les différentes surfaces des structures (Figure III.16). Pour rappel, la taille du cône de transmission dépend des indices des milieux à l'interface : pour une sortie dans l'air (correspondant aux 4 disques de la figure III.16), l'angle au sommet du cône est de $33,7^\circ$. Pour une interface entre le CTH:YAG et une colle d'indice $n=1,48$, l'angle au sommet est de $55,3^\circ$ (la bande supérieure de la figure III.16 représente ce cône centré sur $\beta=90^\circ$). Pour une interface entre le CTH:YAG et une colle d'indice $n=1,34$, l'angle au sommet est de 48° (la bande inférieure de la figure III.16 représente ce cône centré sur $\beta=-90^\circ$). La figure III.18 montre que les différents cônes n'ont pas d'intersections. Cela signifie qu'une sortie dans l'air n'est pas perturbée par le contact entre le CTH:YAG et les différentes colles.

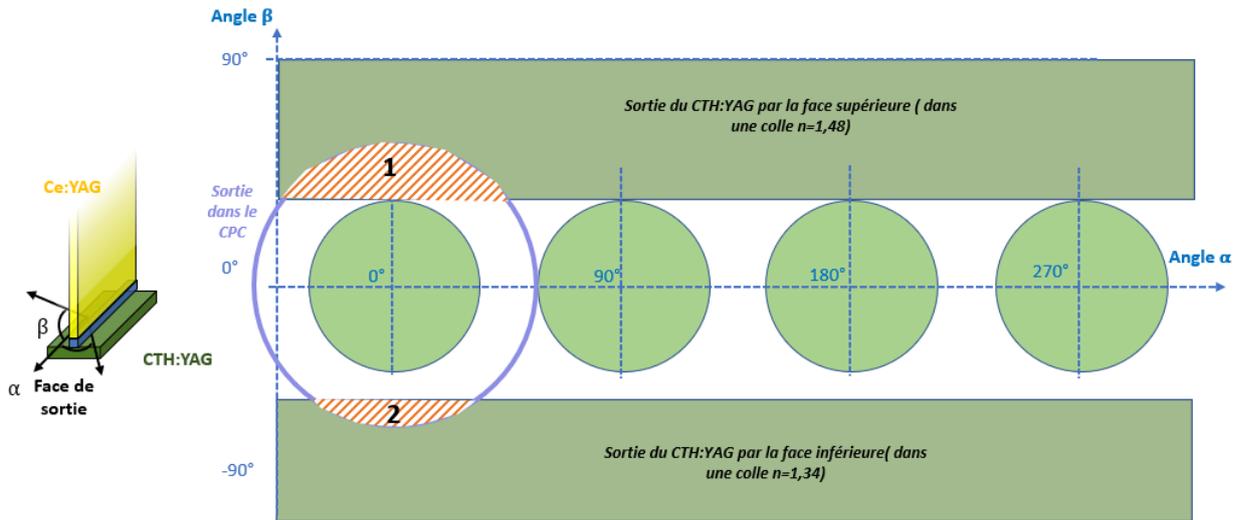


Figure III.18– Représentation des cônes de sortie du concentrateur dans un planisphère. Les cônes verts correspondent aux cônes de sortie du CTH:YAG dans l'air (33°). Le cône de sortie du CPC est en violet. La zone hachurée 1 correspond aux rayons sortant du CTH:YAG par la face supérieure vers le Ce:YAG. La zone hachurée 2 correspond aux rayons sortant du CTH:YAG par la face inférieure vers le CaF₂.

Malgré la gestion thermique, la température reste élevée (> 100 °C) et peut affecter les performances du concentrateur en CTH:YAG (puisque les niveaux inférieurs des transitions dans le thulium et l'holmium sont thermiquement peuplés). Afin d'étudier ce point, nous estimons le coefficient de perte α à l'intérieur du concentrateur luminescent en mesurant la puissance de sortie émise par la face de sortie avec ou sans miroir en or placé sur la face opposée (voir figure III.14.a).

Dans notre cas la transmission de Fresnel de l'interface de sortie en tenant compte de toutes les directions du cône de sortie et de toutes les polarisations vaut $T = 0,91$ et la réflectivité du miroir en or palcé sur la face arrière est $R = 97,5 \%$.

Nous mesurons expérimentalement un ratio $\frac{P_{stm}}{P_{st}} = 1,52$, ce qui conduit grâce à l'équation (II.29) à un coefficient de perte de $\alpha = 0,37 \text{ cm}^{-1}$ (à la puissance moyenne maximale de la pompe et à une température de 110°). Cette valeur est très élevée par rapport à d'autres concentrateurs luminescents (pour Ce:YAG $\alpha \approx 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$ et pour Ce:LYSO $\alpha \approx 10^{-2} \text{ cm}^{-1}$). Ceci impose de maintenir la distance de propagation à l'intérieur du CTH:YAG inférieure à $1/\alpha = 2,7 \text{ cm}$. Ceci justifie les petites dimensions de ce concentrateur luminescent en CTH:YAG.

Ces pertes sont plus faibles que dans l'Er:Cr:YSGG, il est possible d'envisager le recyclage de lumière. Par exemple, la distance moyenne parcourue dans le cas d'une configuration en arrête est :

$$L_{arrête} = \left(\frac{2\sqrt{2}w}{f} - 1 \right) \sqrt{2}kl \quad (III.4)$$

Dans notre cas $L_{arrête} = 3,6 \text{ cm}$ on reste proche de $1/\alpha$ on peut donc essayer de faire une face en arrête sur ce cristal pour extraire plus de lumière.

4.4 RESULTATS EXPERIMENTAUX

Pour améliorer les performances du CTH:YAG, un CPC (CPC#17-709 d'Edmund Optics, diamètre de sortie 5,39 mm et diamètre d'entrée 2,5 mm) est collé sur la surface de sortie (Figure III.17.a). La figure III.16 montre que la colle (indice de réfraction $n=1,48$) entre le CPC et le CTH:YAG permet d'obtenir un cône de sortie plus grand (angle au sommet du cône de transmission de $55,3^\circ$) qu'un cône de transmission dans l'air (angle au sommet de $33,7^\circ$). Comme le CPC réduit l'angle des rayons hors axe, une grande partie des rayons peut traverser la surface de sortie du CPC. Compte tenu des pertes de Fresnel aux différentes interfaces et de la transmission du CPC dans la bande d'émission du CTH :YAG, ainsi que du recouvrement imparfait entre la surface du CPC (2,5 mm de diamètre) et la surface de sortie ($1 \times 3 \text{ mm}^2$), nous prévoyons avec la théorie établit dans le chapitre précédent un facteur d'amélioration de $\frac{P_{CPC}}{P_{stm}} = 2,19$ pour la puissance de sortie. Les données utilisées pour les valeurs théoriques sont données dans le tableau ci-dessous :

Tableau III.3 – Paramètres du CTH :YAG :

Paramètres	CTH :YAG (0,8 at. % chrome, 6,0 at. % thulium et 0,4 at. % et holmium)	Commentaires
Indice de réfraction	$n=1,8$	Donné à 2 000 nm.
Longueur d'onde de pompe	$\lambda_p = 580 \text{ nm}$	Longueur d'onde moyenne d'émission du Ce :YAG
Absorption	56 %	Mesuré avec le spectre du Ce :YAG
Emission	$\lambda_{em} = 1\,927 \text{ nm}$	Longueur d'onde Moyenne du spectre émis
Durée de vie du niveau d'émission	$\tau = 8,5 \text{ ms}$	Valeur donnée par le fabricant en accord avec [Fan 88]
Rendement quantique	$\eta_r = 0,017$	Estimation à partir de mesure sans CPC
Epaisseur	$t = 1 \text{ mm}$	
Largeur	$w = 3 \text{ mm}$	
Longueur	$l = 14 \text{ mm}$	
Transmission de Fresnel	$T_{Fres} = 0,91$	Equation (II.9)
Angle solide du cône de sortie dans l'air	$\Omega_{air} = 1,06 \text{ sr}$	Equation (II.2)
Indice de la colle	$n_{colle} = 1,48$	Donné par le fabricant Vitralit® VBB-1
Indice du CPC	$n_{cpc} = 1,52$	Fabriqué en verre B 270® de chez Schott
Angle solide du cône de sortie dans le CPC	$\Omega_{CPC} = 2,71 \text{ sr}$	Equation (II.2)

Cependant, il faut également tenir compte des rayons qui pourraient fuir dans le Ce:YAG (zone hachurée 1, Figure III.16) et des rayons qui pourraient fuir dans le CaF₂ (zone hachurée 2, Fig.III.16). Comme pour l'Er:Cr:YSGG le collage avec le Ce:YAG n'induit pas de pertes. Les rayons couplés dans le CaF₂ (zone hachurée 2) sont perdus à cause de la graisse thermique qui empêche les réflexions totales internes dans le CaF₂. En mesurant le recouvrement entre les cônes, comme indiqué dans l'annexe B, nous trouvons une perte de 6 % induite par ce contact, ce qui réduit l'amélioration théorique par le CPC à un facteur de 2,1 au lieu de 2,2.

Expérimentalement, l'énergie est mesurée avec un joule mètre et la forme temporelle du signal est utilisée pour trouver la puissance crête (Figure III.15). Une puissance de sortie de crête de 1 W est obtenue avec le CPC au lieu de 550 mW sans (expériences réalisées sans le miroir d'or de recyclage sur la face opposée), ce qui donne un facteur d'amélioration de 1,9. La différence par rapport à la valeur expérimentale peut être due à la position imparfaite du CPC ou à une orientation imparfaite du CPC, qui pourrait augmenter la surface 2.

Dans la configuration illustrée à la figure III.19.a, nous mesurons un diamètre de faisceau de sortie de 4 mm et une divergence de 80° (largeur à mi-maximum). Ces caractéristiques sont confirmées par les simulations de LightTools. Il en résulte une luminance maximale de 7,9 W/sr/cm² ce qui est déjà supérieure aux cristaux étudiés précédemment.

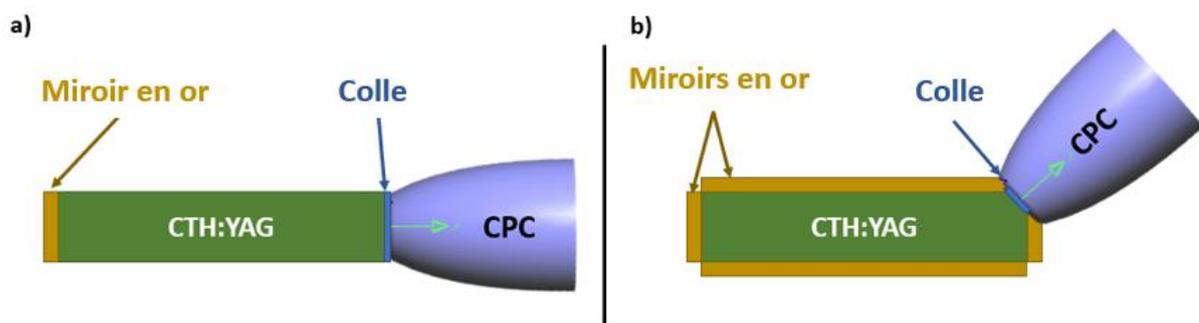


Figure III.19– Montage expérimental du CTH:YAG pompé par LEDs. Vue de la face inférieure 3x14mm². a) Configuration droite avec CPC collé et un miroir à l'arrière. b) Configuration en arrête avec CPC collé et miroirs sur les côtés.

Comme ce cristal est prometteur nous avons décidé d'améliorer encore les performances, en polissant une arrête de 1x1 mm² à 45° des faces latérales (Figure III.19.b), qui agit comme une nouvelle face de sortie. Cette surface supplémentaire donne un nouveau cône de transmission qui, comme on l'a vu dans le chapitre précédent, nous permet, de réduire la surface de sortie tout en extrayant 4 cônes de sortie. Le même CPC que ci-dessus est collé à la surface supplémentaire, comme le montre la figure III.19.b. Sur le planisphère (figure III.20), cela correspond à un nouveau cône de sortie à 45° par rapport aux cônes de sortie des faces latérales (représentés par les quatre disques). La figure III.20 montre un important recouvrement entre le cône de sortie et les cônes de transmission des faces latérales. Le calcul de ce recouvrement montre qu'il atteint 51%. Expérimentalement, nous avons trouvé une puissance de sortie crête de 700 mW dans cette configuration.

Pour récupérer la puissance perdue par les cônes de transmission des faces latérales, nous ajoutons mécaniquement des miroirs en or sur toutes les surfaces latérales, tout en

laissant une lame d'air entre les miroirs et le cristal. La puissance augmente jusqu'à 1 W. En prenant en compte la formule de l'Annexe C on a en théorie un facteur d'amélioration de 1,5 contre 1,4 expérimentalement. Cette différence peut s'expliquer par le recyclage imparfait des miroirs.

Dans le cas de l'arrête le faisceau de sortie a un diamètre de 2,8 mm et une divergence de 68° (largeur totale à mi-maximum). Ces valeurs sont différentes comparées à celles pour la configuration précédente (figure III.19.a) car l'arrête a une plus petite surface (3x1 mm² contre 1x1mm²). Ces caractéristiques sont confirmées par des simulations LightTools. En résumé, cette configuration avec arrête a démontré une luminance maximale de 21,2 W/cm²/sr contre 7,9 W/cm²/sr précédemment. La luminance est fortement améliorée par rapport à la configuration précédente. Ceci est dû au confinement de la lumière dans les trois dimensions de l'espace et au recyclage de la lumière.

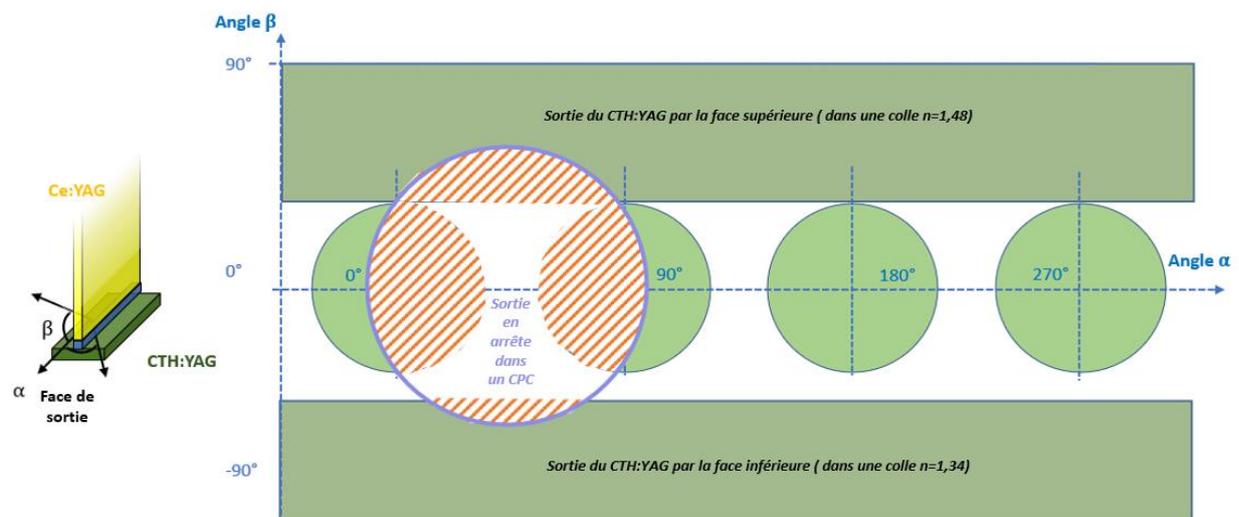


Figure III.20– Représentation des cônes de sortie du concentrateur dans un planisphère. Les cônes verts correspondent aux cônes de sortie du CTH:YAG dans l'air (33°). Le cône de sortie du CPC collé à la face du bord est en violet. Les zones hachurées correspondent aux rayons sortant du CTH:YAG par d'autres faces.

Le tableau III.4 résume les performances obtenues dans les différentes configurations testées. Il montre que la lumière extraite du CTH:YAG est loin du cas du concentrateur luminescent idéal (c'est-à-dire 8% dans la configuration A et 16% dans la configuration B) en raison des pertes élevées dans notre matériau. Malgré ce problème, la configuration D offre une belle augmentation de la luminance par rapport aux autres configurations.

Tableau III.4 – Aperçu des différentes configurations et de leurs performances. Le pourcentage d'extraction de la lumière du CTH :YAG correspond à la proportion des rayons émis dans le CTH :YAG qu'on réussit à extraire.

	Configurations	Pourcentage d'extraction de la lumière du CTH:YAG	Luminance (W/cm ² /sr)	Puissance crête (mW)
A		5.9 %	5.4	550
B		9.7 %	8.9	835
C		13.7 %	7.9	1280
D		10.7%	21.2	995

L'efficacité (rapport des puissances crêtes SWIR/Ce:YAG) du CTH:YAG en tant que concentrateur luminescent est de 0,17%. Cette valeur très faible doit être comparée à l'efficacité de cristaux en CTH:YAG pour des applications laser avec pompage par lampe flash, qui est typiquement d'environ 1 % [Imai 90].

Comme première explication, la figure III.15 montre que le temps de vie réel de notre émission dans le SWIR est bien inférieur à 8,5 ms [Fan 88] à pleine puissance de pompe. Cela pourrait s'expliquer en partie par un fort transfert d'énergie par effet Auger entre le thulium et l'holmium [Fan 88]. Contrairement au fonctionnement d'un laser, l'émission spontanée ne dépend que de la population du niveau supérieur. Par conséquent, un concentrateur luminescent en CTH:YAG est plus sensible qu'un laser en CTH:YAG aux effets qui limitent la population de l'état supérieur. Une façon de réduire l'effet Auger serait de réduire la densité de puissance de pompe : un Ce:YAG de 3 mm d'épaisseur (au lieu de 1 mm) pourrait la réduire d'un facteur 3 et ainsi améliorer de façon significative la population du niveau excité.

Comme pour nos autres cristaux on compare les performances du CTH:YAG obtenues à celles d'autres sources émettant dans le SWIR (Figure III.21). La luminance spectrale du CTH:YAG est deux ordres de grandeur supérieure à celle des LEDs commerciales et à celle d'un corps noir à 1500 K. La luminance spectrale reste bien inférieure à celle des sources à émission spontanée amplifiée à fibres dopées Er et Tm. Cependant, sa puissance crête est 20 fois plus élevée et sa bande d'émission est beaucoup plus large (300 nm FWHM).

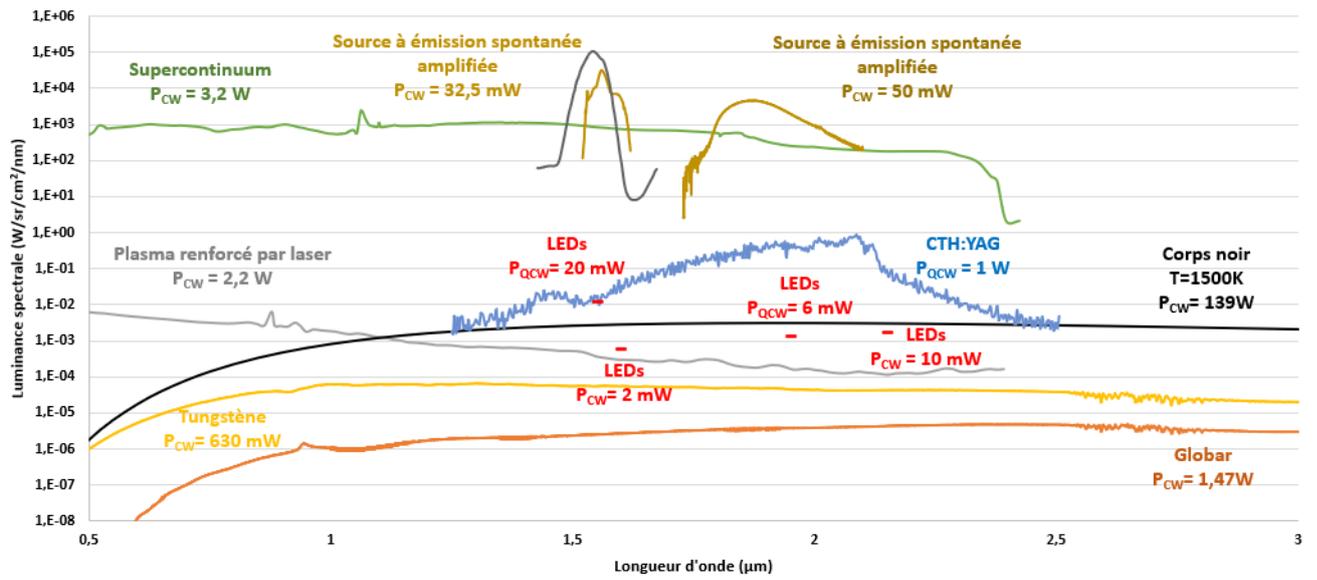


Figure III.21– État de l'art de la luminance spectrale des sources incohérentes dans le SWIR. P correspond à la puissance moyenne pour les sources continues et à la puissance crête pour les sources quasi-continues. Le dispositif expérimental du CTH:YAG correspond à celui de la figure III.19.b.

5 CONCLUSION

En conclusion, dans ce chapitre nous avons étudié trois cristaux laser commerciaux pour explorer leur potentiel comme sources incohérentes dans le SWIR.

Nous avons testé des architectures de pompage différentes : pompage par diode fibrée (Cr:ZnSe) et pompage indirect par LED (Er:Cr:YSGG et CTH:YAG) via un concentrateur en Ce:YAG. Le premier est intéressant pour sa grande simplicité. Le second est très innovant. Il utilise tous les avantages des semi-conducteurs (durée de vie et stabilité) et des LEDs (robustesse et faible coût). Il démontre que la mise en cascade de deux concentrateurs luminescents est possible pour faire des sources de lumière avec des longueurs d'onde variées, simplement en collant deux concentrateurs entre-eux.

Grâce à la modélisation théorique des concentrateurs luminescents (chapitre 2), nous avons tiré le meilleur parti de chaque cristal et nous avons identifié les points limitants les performances. Le point qui ressort le plus est la faible efficacité des concentrateurs (voir tableau ci-dessous). Cette limite a plusieurs origines. La première est inhérente à l'émission spontanée qui est isotrope alors que nous souhaitons réaliser une source lumineuse dans une direction donnée. Le chapitre 2 nous a aidé pour augmenter l'extraction et la luminance mais il sera toujours très difficile d'obtenir les mêmes efficacités qu'en fonctionnement laser ! La seconde vient de la spectroscopie des cristaux : le peuplement limité du niveau du haut réduit le nombre de photons spontanés tandis que le peuplement résiduel du niveau du bas induit des pertes par réabsorption qui peuvent être très importantes (jusqu'au cm^{-1}). Il sera possible de faire mieux car nous avons choisi des cristaux lasers "sur étagère" optimisés pour l'effet laser et non pour les concentrateurs.

Malgré ces limites, ces trois matériaux nous ont permis de couvrir quasiment toute la gamme du SWIR grâce à leur émission à large bande.

Les performances sont résumées dans le tableau ci-dessous :

Tableau III.4 – Résumé des performances atteintes dans le SWIR :

Cristal	Puissance crête	Luminance crête	Efficacité optique crête
Cr :ZnSe	1 W	3,9 $\text{W}/\text{cm}^2 /\text{sr}$	3,20 %
Er :Cr :YSGG	350 mW	1,8 $\text{W}/\text{cm}^2 /\text{sr}$	0,11%
CTH :YAG	995 mW	21,2 $\text{W}/\text{cm}^2 /\text{sr}$	0,17%

Les trois cristaux offre une combinaison unique de puissance (atteignant 1 W pour deux d'entre eux) et de luminance (21,2 $\text{W}/\text{cm}^2 /\text{sr}$ pour le CTH :YAG) très différente des sources actuelles.

Conclusion générale

Bilan des travaux

Au Laboratoire Charles-Fabry, les concentrateurs luminescents pompés par LED sont utilisés depuis dix ans pour pomper des sources laser. Ce n'est que récemment que nous avons décidé d'explorer leur potentiel en tant que source de lumière en exploitant pleinement leur combinaison unique de forte puissance et de forte luminance. Ce travail de thèse est la première étude complète sur le sujet. Nous avons choisi la bande SWIR (Short Wave Infrared) entre $1\ \mu\text{m}$ et $3\ \mu\text{m}$ car c'est la bande où l'avantage différentiel des concentrateurs luminescents pourrait être le plus marqué par rapport aux sources existantes.

La bande SWIR a un fort potentiel pour l'imagerie car elle peut "révéler" l'invisible : elle donne des informations différentes et complémentaires de la bande visible ou proche infrarouge. Nous avons donc orienté notre étude vers le développement de sources d'éclairage SWIR pour l'imagerie "active" à base de concentrateurs luminescents.

Dans un premier temps, nous avons fait l'état de l'art des sources dans le SWIR (chapitre I). Plusieurs technologies permettent d'émettre de la lumière dans le SWIR : les sources thermiques, les lampes à décharges, les sources à semi-conducteur, les phosphores, les sources fibrées ou encore les sources lasers solides. Ces sources peuvent être cohérentes ou incohérentes. Pour réaliser de l'imagerie dans le SWIR une source incohérente est préférable afin d'éviter le speckle qui limite la qualité des images. Nous avons aussi montré qu'une combinaison de puissance et de luminance est nécessaire pour éclairer des scènes à distance dans un champ suffisant. Les concentrateurs, avec un large spectre incohérent d'émission spontanée, pourraient donc jouer un rôle intéressant dans le domaine de l'éclairage SWIR.

L'état de l'art révèle d'un côté les sources très puissantes mais qui sont peu lumineuses (sources thermiques, lampe à décharge) et de l'autre des sources très lumineuses mais peu puissantes (sources à émission spontanée amplifiée à semi-conducteur ou fibrée). Les sources ayant la bonne combinaison puissance/luminance sont quasiment inexistantes.

Pour réaliser un concentrateur dans le SWIR, la question du matériau luminescent à utiliser est cruciale. En effet, ses propriétés spectroscopiques et sa qualité optique seront des clefs pour les performances du concentrateur. En faisant l'état de l'art, nous avons observé que les milieux lasers "massifs" émettant dans le SWIR n'avaient jamais été utilisés pour leur émission spontanée, contrairement aux fibres ou aux semi-conducteurs. Pourtant, ils ont été

largement étudiés depuis plus de 50 ans et il existe une large offre commerciale de différents matériaux laser (essentiellement des cristaux) d'excellente qualité optique. Nous nous sommes donc demandé s'il était possible de "détourner" des milieux lasers massifs pour en faire des concentrateurs luminescents dans le SWIR.

Nous avons d'abord cherché à mettre toutes les chances de notre côté, en maîtrisant la physique des concentrateurs luminescents. Le chapitre II en présente les principes de fonctionnement. L'effet de concentration est obtenu par le processus d'absorption-émission combiné à la réflexion totale interne dans le milieu concentrateur. Alors qu'elle est à l'origine des propriétés de concentration, la réflexion totale interne limite en même temps l'angle solide de sortie des rayons à une valeur largement inférieure à 4π stéradians. Le chapitre II donne des stratégies pour augmenter l'extraction de lumière, en faisant des images des cônes de sortie ou en élargissant la taille du cône de sortie. A l'origine des propriétés de concentration, il y a aussi le "recyclage de lumière" : il témoigne de la capacité des rayons lumineux à se propager dans le concentrateur sur des distances beaucoup plus grandes que les dimensions de l'objet lui-même. Grâce à cet effet, la lumière "tourne" dans le concentrateur jusqu'à trouver la sortie. Si les pertes par propagation du matériau sont maîtrisées, il est possible par cet effet de "recyclage" d'augmenter la luminance du concentrateur.

Ainsi le chapitre II nous a permis de comprendre comment optimiser la puissance et la luminance d'un concentrateur luminescent.

Nous avons ensuite sélectionné trois cristaux lasers commerciaux nous permettant de couvrir toute la bande du SWIR comme on le voit dans la figure Co.1.a. Le chapitre III se consacre à cette étude. Les cristaux qui ont été retenus sont le Cr :ZnSe , l'Er :Cr :YSGG et le CTH :YAG. Les performances atteintes en termes de luminance et de puissance sont données sur la figure Co.1.b. On peut voir que nos trois cristaux nous permettent bien de couvrir une grande partie de la bande du SWIR et dépassent en termes de luminance les LEDs et les sources thermiques d'un voire de deux ordres de grandeurs. De plus leur puissance est nettement supérieure à celle des sources d'émission spontanée amplifiées. Elles se situent dans la zone d'intérêt pour l'imagerie active.

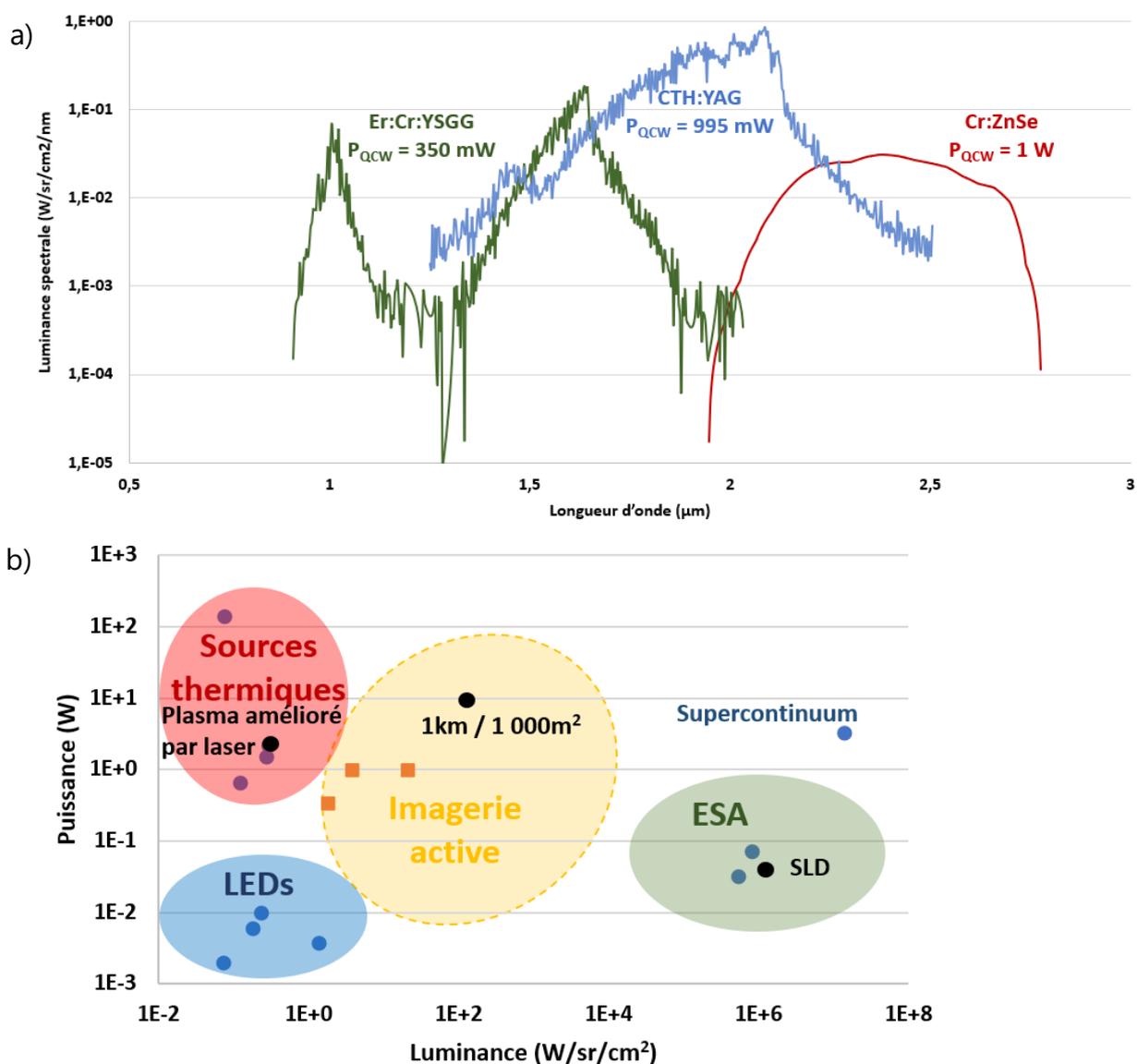


Figure Co.1 – a) Luminance spectrale des trois concentrateurs luminescents dans le SWIR étudiés pendant cette thèse. b) Etat de l'art des sources incohérentes commerciales dans le SWIR. Les performances des sources sont intégrées dans le SWIR c'est-à-dire à partir de 1 μm. ESA signifie émission spontanée amplifiée. SLD signifie Super Luminescent Diode. Les carrés représentent les performances atteintes par l'Er:Cr:YSGG, le Cr:ZnSe et le CTH:YAG.

A la question "peut-on utiliser un milieu laser SWIR pour faire un concentrateur luminescent ?", ce travail répond par l'affirmative dans tous les cas. Même un milieu laser non optimisé comme l'Er:Cr:YSGG a donné des performances intéressantes.

Perspectives

Lors de notre étude, malgré les résultats très encourageants que nous avons obtenus, nous nous sommes bien rendu compte que les cristaux lasers du commerce n'étaient pas optimisés pour une émission spontanée. En effet les pertes par propagation sont très importantes (par réabsorption, effet Auger ou autres), le peuplement du niveau émetteur est limité et parfois un effet laser parasite diminue la fluorescence.

Les différentes caractéristiques du concentrateur comme ses dimensions, le dopage en luminophores ou son indice de réfraction vont avoir des effets antagonistes sur les performances du système. De prime abord, ce système physique semble simple. Il est en fait plus complexe qu'il n'y paraît, avec des effets parfois contre-intuitifs. Un concentrateur luminescent se construit autour de la technologie de pompage, du système d'extraction de la lumière et surtout des caractéristiques des luminophores et de la matrice hôte. Il y a donc deux problématiques pour avancer sur le sujet : les systèmes et les matériaux.

Sur le plan des matériaux, nous travaillons dans le cadre d'une ANR (NewLight) avec le Laboratoire de Physique des Lasers (Univ. Paris Sorbonne), l'Institut de Recherche de Chimie Paris et l'Institut des Sciences Chimiques de Rennes. De nouveaux matériaux ont déjà été conçus comme $\text{Ni}^{3+}:\text{CGGG}$ [Caraud 23] avec une émission autour de $1,5 \mu\text{m}$ ou encore des verres chalcogénures dopés au Dysprosium. Ces derniers ont commencé à être testés et les premiers résultats sont très prometteurs avec une émission large autour de $2,9 \mu\text{m}$ (figure Co.2.b). De plus avec un montage aussi simple que celui présenté en figure Co.2.a le rendement optique obtenu est déjà de 3,7% (comparé à 0,11% pour l'Er:Cr:YSGG, 3,2% pour le Cr:ZnSe et 0,17% pour le CTH:YAG après optimisation) malgré le haut indice de réfraction de 2,25. Cette source pourrait encore être optimisée en utilisant un CPC confectionné dans le même verre pour extraire la lumière ainsi qu'en utilisant les outils qui ont été mis en place dans le chapitre II.

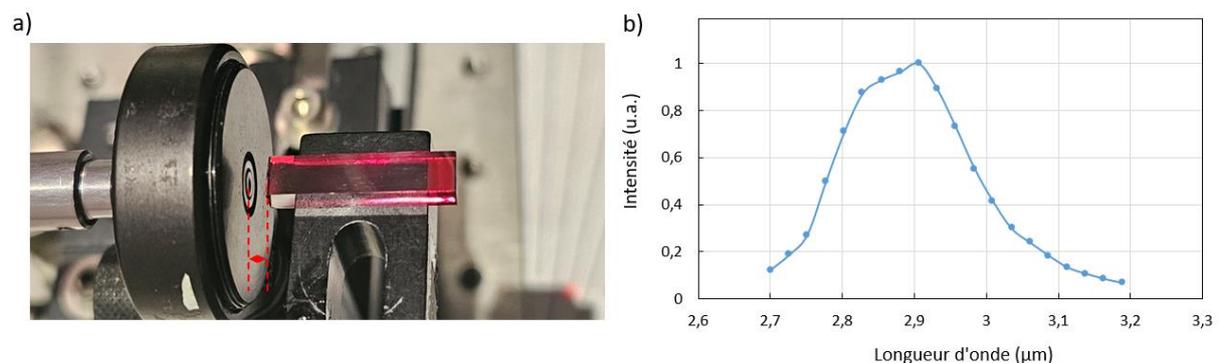


Figure Co.2 – a) Photo des premiers tests réalisés avec un verre dopé au dysprosium. b) spectre d'émission obtenu.

Sur le plan des systèmes, nous travaillons à la mise en place un prototype à partir de concentrateurs luminescents dans le SWIR de façon compacte et optimisée que ce soit au niveau du pompage, de l'extraction ou du refroidissement. Un projet CNRS maturation (SWIRLED) va démarrer sur le sujet pour faire un prototype transportable qui sera testé en situation réelle.

Annexe A

Calcul de la distance moyenne de propagation dans le cône de sortie

On considère un concentrateur luminescent de longueur z avec un angle de réflexion totale interne de θ_{RTI} . Le but de cette annexe est de mesurer la distance moyenne de propagation dans le cône de sortie. L'angle solide de ce cône de transmission est :

$$\Omega_{escape} = 2\pi(1 - \cos(\theta_{RTI})) \quad (A.1)$$

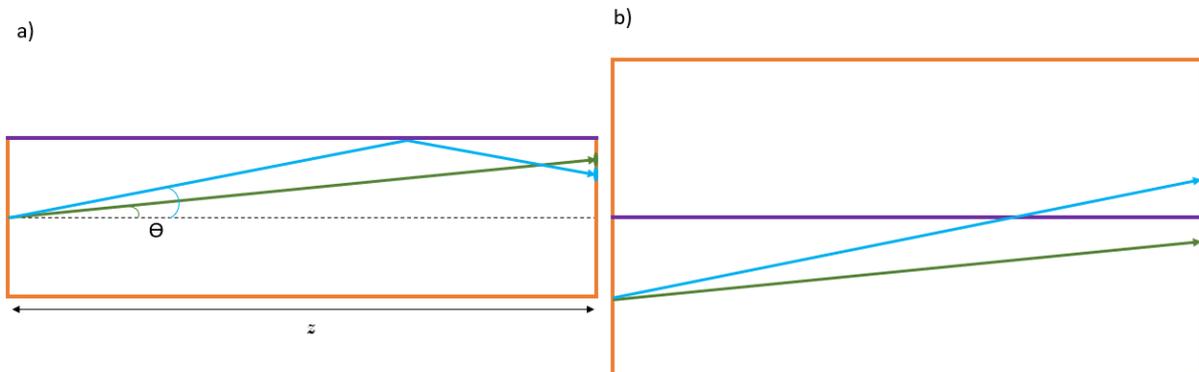


Figure A.1 – a) Schéma de deux rayons se propageant avec des angles θ différents. b) Dépliement du concentrateur pour mieux comprendre le trajet des rayons. La face violette reste la même les autres faces sont représentées en miroir par rapport à la face violette.

Comme on le voit sur la figure A.1, pour un angle θ , d'après les règles de trigonométrie, la distance parcourue par un rayon est :

$$z(\theta) = z \cdot \cos(\theta) \quad (A.2)$$

Pour trouver la distance moyenne de propagation dans le cône de sortie il faut moyenner la distance parcourue selon l'angle solide :

$$d(z) = \frac{\int_0^{\theta_{RTI}} z(\theta) d\Omega}{\Omega_{RTI}} \quad (A.3)$$

En injectant (A.1) et (A.2) dans (A.3) on trouve :

$$d(z) = \frac{l}{(1 - \cos(\theta_{RTI}))} \cdot \int_0^{\theta_{RTI}} \frac{\sin(\theta)}{\cos(\theta)} \cdot d\theta \quad (A.3)$$

Pour résoudre cette équation on pose le changement de variable $u = \cos(x)$ donc $du = -\sin(x)$. On a alors :

$$\int_0^{\theta_{RTI}} \frac{\sin(\theta)}{\cos(\theta)} \cdot d\theta = - \int \frac{1}{u} \cdot du = [-\ln(\cos(x))]_0^{\theta_{RTI}} \quad (A.4)$$

Finalement :

$$d(z) = z \frac{-\ln(\cos(\theta_{RTI}))}{(1 - \cos(\theta_{RTI}))} \quad (A.3)$$

Annexe B

Calcul de la proportion de rayons du cône de sortie recouvert avec d'autres cônes

On note $\eta_{overlap}$ la proportion de rayons du cône de sortie recouvert avec d'autres cônes. Pour obtenir la formule de $\eta_{overlap}$ commençons par calculer le recouvrement entre deux cônes sphériques dans le cas général. Considérons deux cônes sur la sphère unitaire avec des demi-angles respectifs θ_1 et θ_2 (figure B.1.a) où θ_1 et θ_2 peuvent avoir des valeurs différentes. En pratique, cela correspond aux cas où les faces sont immergées dans deux milieux d'indice de réfraction différents. Le sommet du premier cône a été défini par l'axe d' O_z et on nomme l'angle entre les deux cônes γ (la condition pour que le recouvrement existe est $\gamma \leq \theta_1 + \theta_2$). M et N sont respectivement la projection du sommet sur la base du premier et du deuxième cône. P et Q sont les points d'intersection des deux bases des cônes (figure B.1.b). Les angles φ_1 et φ_2 sont respectivement l'angle de sommet des triangles sphériques définis par les points QMP et PNQ ($\varphi_1 = \widehat{QMP}$, $\varphi_2 = \widehat{PNQ}$). Les angles ψ_1 et ψ_2 , respectivement, l'angle de base des triangles sphériques définis par les points QMP et PNQ ($\psi_1 = \widehat{MPQ}$ and $\psi_2 = \widehat{NQP}$).

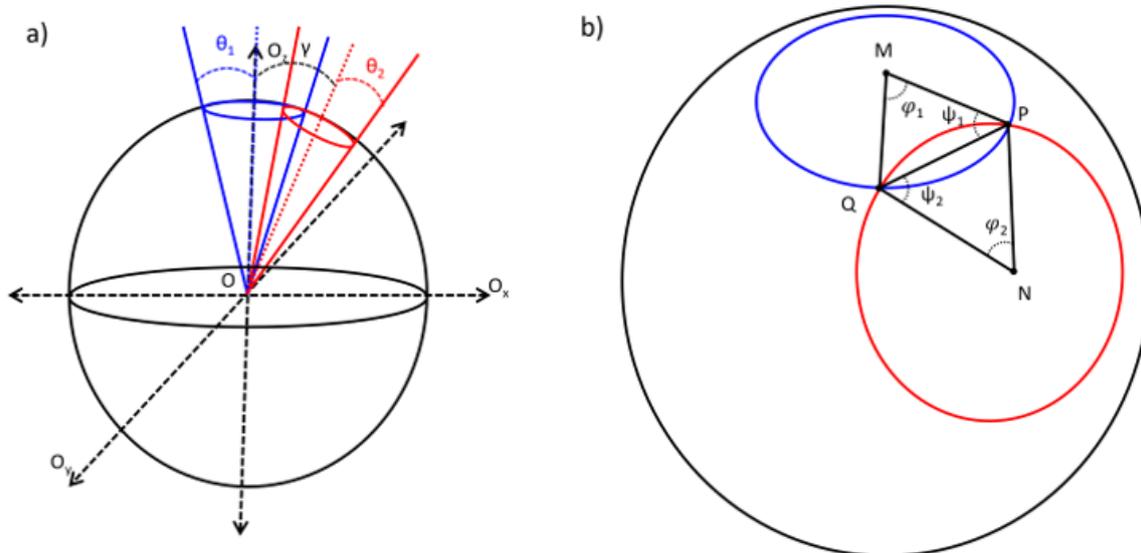


Figure B.1 –Schéma de deux cônes dans une sphère et définition des angles a) vue général, b) vue rapprochée du recouvrement.

Selon le théorème de la boîte à chapeau d'Archimède, l'aire des triangles sphériques QMP et PNQ sont respectivement, $\Omega_{QMP}=\varphi_1(1-\cos\theta_1)$ et $\Omega_{PNQ}=\varphi_2(1-\cos\theta_2)$. L'aire du quadrilatère sphérique est $\Omega_{MNPQ}=\varphi_1+\varphi_2+2(\psi_1+\psi_2)-2\pi$ (d'après la formule générale de l'aire d'un polygone sphérique à N côtés [Todhunter 1886]). L'aire du chevauchement entre les cônes est alors la suivante :

$$\Omega_{\text{overlap},\theta_1,\theta_2,\gamma} = \Omega_{QMP} + \Omega_{PNQ} - \Omega_{MNPQ} = 2\pi - 2(\psi_1 + \psi_2) - \varphi_1(1 - \cos\theta_1) - \varphi_2(1 - \cos\theta_2) \quad (\text{B.1})$$

Maintenant il faut exprimer φ_1 , φ_2 , ψ_1 et ψ_2 en fonction de θ_1 , θ_2 et γ pour connaître l'air du recouvrement dans les conditions de la réflexion totale interne et avec l'inclinaison relative des faces. L'angle \widehat{CAB} défini par trois points A, B et C sur la sphère unitaire centrée sur O peut être calculé via le produit scalaire de deux vecteurs respectivement orthogonaux aux plans OAB et OAC (un vecteur orthogonal au plan OAB étant le produit croisé normalisé entre les vecteurs \overrightarrow{OA} et $\overrightarrow{O(B-A)}$).

Les coordonnées des quatre points M, N, P et Q peuvent être exprimées par θ_1 , θ_2 et γ :

$$M = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} ; N = \begin{pmatrix} \sin\gamma \\ 0 \\ \cos\gamma \end{pmatrix} ; P = \begin{pmatrix} a \\ -b \\ \cos\theta_1 \end{pmatrix} ; Q = \begin{pmatrix} a \\ b \\ \cos\theta_1 \end{pmatrix}$$

Avec

$$a = \frac{\cos\theta_2 - \cos\theta_1 \cos\gamma}{\sin\gamma} \quad (\text{B.2})$$

Et

$$b = \sqrt{\sin^2 \theta_1 - a^2} \quad (\text{B.3})$$

En appliquant la méthode décrite pour calculer l'angle \widehat{CAB} pour trois points de la sphère unitaire à $\varphi_1 = \widehat{QMP}$, $\varphi_2 = \widehat{PNQ}$, $\psi_1 = \widehat{MPQ}$ et $\psi_2 = \widehat{NQP}$, les quatre angles peuvent être exprimés uniquement avec θ_1 , θ_2 et γ comme ci-dessous :

$$\varphi_1 = \widehat{QMP} = \arccos \left[\frac{a^2 - b^2}{a^2 + b^2} \right] \quad (\text{B.4})$$

$$\varphi_2 = \widehat{PNQ} = \arccos \left[\frac{(a \cos \gamma - \sin \gamma \cos \theta_1)^2 - b^2}{(a \cos \gamma - \sin \gamma \cos \theta_1)^2 + b^2} \right] \quad (\text{B.5})$$

$$\psi_1 = \widehat{MPQ} = \arccos \left[\frac{b \cos \theta_1}{\sqrt{(a^2 + b^2)(a^2 + \cos^2 \theta_1)}} \right] \quad (\text{B.6})$$

$$\psi_2 = \widehat{NQP} = \arccos \left[\frac{b \cos \theta_1 \cos \gamma + ba \sin \gamma}{\sqrt{((a \cos \gamma - \sin \gamma \cos \theta_1)^2 + b^2)(a^2 + \cos^2 \theta_1)}} \right] \quad (\text{B.7})$$

La combinaison de ces équations permet d'exprimer le recouvrement $\Omega_{\text{overlap}, \theta_1, \theta_2, \gamma}$ uniquement en fonction des conditions de réflexion totale interne et de l'inclinaison relative des faces (θ_1 , θ_2 et γ).

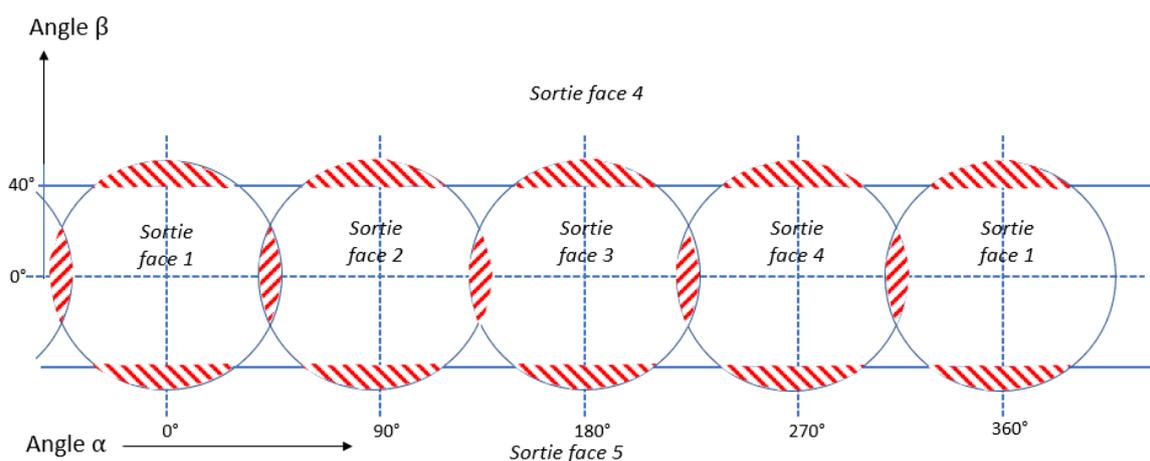


Figure B.2 – Planisphère dans le cas d'un concentrateur d'indice $n=1,3$ avec une extraction dans l'air. Les zones rayées rouge et blanc correspondent au recouvrement entre les cônes de transmission.

Dans le cas d'un concentrateur lumineux standard sans aucune face supplémentaire avec

toutes ses faces dans l'air, il y a 6 cônes de transmission, chacun d'entre eux correspondant à une face du concentrateur. Chaque cône sphérique se trouve à côté de quatre cônes avec un angle relatif de 90° . Par conséquent, pour trouver le recouvrement entre deux cônes on prend $\gamma=90^\circ$. L'expression du rapport de recouvrement ($\eta_{\text{overlap},s}$) change avec l'indice de réfraction.

Si $\theta_{RTI} \leq 45^\circ$ (c'est-à-dire $n \geq 1,41$), il n'y a pas de chevauchements. Si $\theta_{RTI} \geq 45^\circ$ (c'est-à-dire $n \leq 1,41$), deux cas doivent être distingués. Tout d'abord, si $\theta_{RTI} \geq 55^\circ$ (soit $n \leq 1,22$), le taux de recouvrement est proche de 1 mais des recouvrements du second ordre apparaissent, ce qui complique les calculs. Le cas d'un concentrateur luminescent d'indice de réfraction inférieur ou égal à 1,22 étant éloigné de nos considérations, le rapport η_{overlap} est approximé par 1 dans ce cas. Si $45^\circ \leq \theta_{RT} \leq 55^\circ$ (c'est-à-dire $1,22 \leq n \leq 1,41$), un recouvrement de chacun des quatre cônes environnants doit être considéré. On a alors :

$$\eta_{\text{overlap},s} = \begin{cases} 0, & \text{si } n \geq 1,41 \\ \frac{4\Omega_{\text{overlap},\theta_{RTI},\theta_{RTI},90^\circ}}{\Omega_{\text{escape}}}, & \text{si } 1,22 \leq n \leq 1,41 \\ \sim 1, & \text{si } n \leq 1,22 \end{cases} \quad (B.8)$$

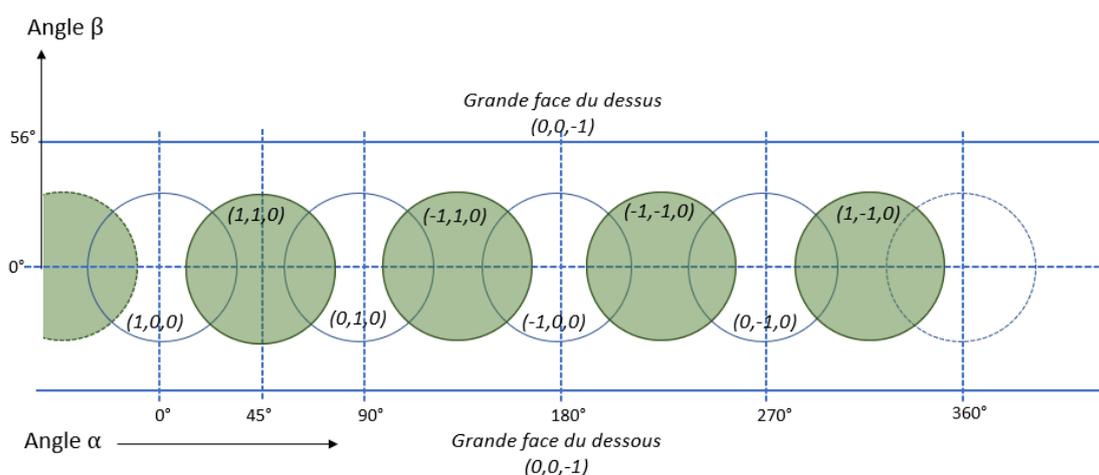


Figure B.3 – Représentation planisphérique de la face en arrête pour un concentrateur d'indice 1.83 dans l'air

Dans le cas d'une configuration en arrête afin de quantifier le recouvrement, on adapte l'équation (B.8) au cas de la face en arrête. Dans ce cas le cône de sortie est entouré par deux paires de cônes avec différents angles. Il y a d'un côté deux cônes avec un angle relative de 45° à notre cône de sortie qui le recouvre si $\theta_{TIR} \geq \sin(\pi/8) = 22.5^\circ$ (ce qui équivaut dans l'air à $n \leq 2.61$). Si on reprend l'équation (B.1) se recouvrement a un angle solide de : $\Omega_{\text{overlap},\theta_{RTI},\theta_{RTI},45^\circ}$. D'un autre côté il y a deux cônes avec un angle relative de 90° qui recouvrent notre cône de sortie si $\theta_{TIR} \geq 45^\circ$ (ce qui équivaut dans l'air à $n \leq 1.41$). Le recouvrement vaut alors $\Omega_{\text{overlap},\theta_{RTI},\theta_{RTI},90^\circ}$. Quand $n \leq 1.41$, le recouvrement entre les deux cônes des faces latérales à 45° qui sont eux-mêmes distants de 90° doit aussi être pris en

compte (figure II.14). On peut noter que les recouvrements entre cônes de la sortie en arrête n'ont pas besoin d'être pris en compte car les trois autres images du cône de sortie sont déjà des miroirs parfaits car les rayons sont piégés par la réflexion totale interne. Dans l'air on a alors :

$$\eta_{overlap,e} = \begin{cases} 0, & \text{if } n \geq 2.61 \\ \frac{2\Omega_{overlap,\theta_{RTI},\theta_{RTI},45^\circ}}{\Omega_{escape}}, & \text{if } 1.41 \leq n \leq 2.61 \\ \frac{2\Omega_{overlap,\theta_{RTI},\theta_{RTI},45^\circ} + \Omega_{overlap,\theta_{RTI},\theta_{RTI},90^\circ}}{\Omega_{escape}}, & \text{if } n \leq 1.41 \end{cases} \quad (B.9)$$

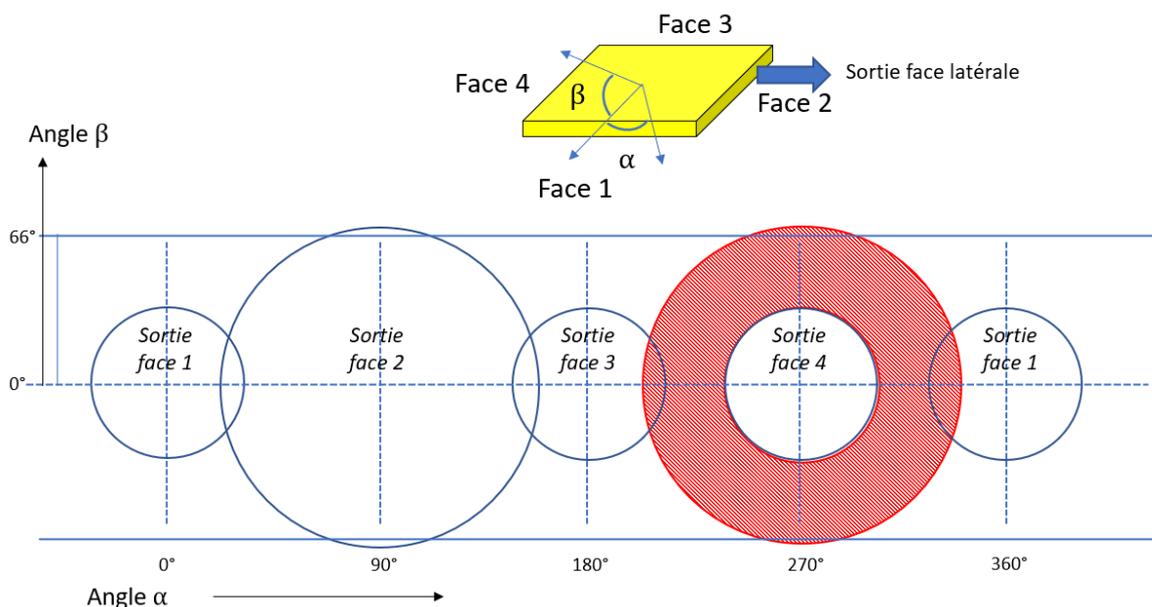


Figure B.4 – Représentation planisphérique d'un concentrateur d'indice $n=1,83$ avec une face latérale collée à un milieu de sortie $n=1,7$.

Dans le cas d'une extraction dans un milieu de sortie d'indice plus élevée il est intéressant de noter que l'effet du miroir arrière est diminué par ce recyclage des rayons avec les plus grands angles. Dans le cas où $\theta_{RTIair} + \theta_{lim} > 90^\circ$ on a des recouvrements entre le cône d'extraction de la face sortie et celui des autres faces du concentrateurs (figure II.17). Il faut alors prendre en compte ces recouvrements. Pour cela on ajoute aux deux équations ci-dessus $(1-\eta_{overlap,c})$ avec $\eta_{overlap,c}$ la proportion de rayons du cône de sortie recouvert avec d'autres cônes. On a :

$$\eta_{overlap,c} = \begin{cases} 0, & \text{si } \theta_{RTIair} + \theta_{lim} < 90^\circ \\ \frac{4\Omega_{overlap,\theta_{lim},\theta_{RTIair},90^\circ}}{\Omega_{escape}}, & \text{si } 90^\circ \leq \theta_{RTIair} + \theta_{lim} \leq 135^\circ \\ \sim 1, & \text{si } \theta_{RTIair} + \theta_{lim} > 135^\circ \end{cases} \quad (B.10)$$

Annexe C

Ajout de miroirs sur les faces latérales d'une arrête

La configuration en arrête est plus affectée par les recouvrements des cônes car l'angle relatif entre les cônes est de 45° au lieu de 90° dans la configuration standard. En l'absence de miroirs sur les six faces du parallélépipède rectangle, l'extraction de la lumière par la face supplémentaire sera grandement limitée par ces recouvrements : comme la taille de la face supplémentaire est supposée être petite par rapport aux autres faces, un rayon appartenant à un cône de transmission de l'une des 6 faces du concentrateur a beaucoup plus de chances de s'échapper par l'une de ses 6 faces régulières que par la face de sortie supplémentaire. Par conséquent, le recouvrement peut être considéré comme une perte.

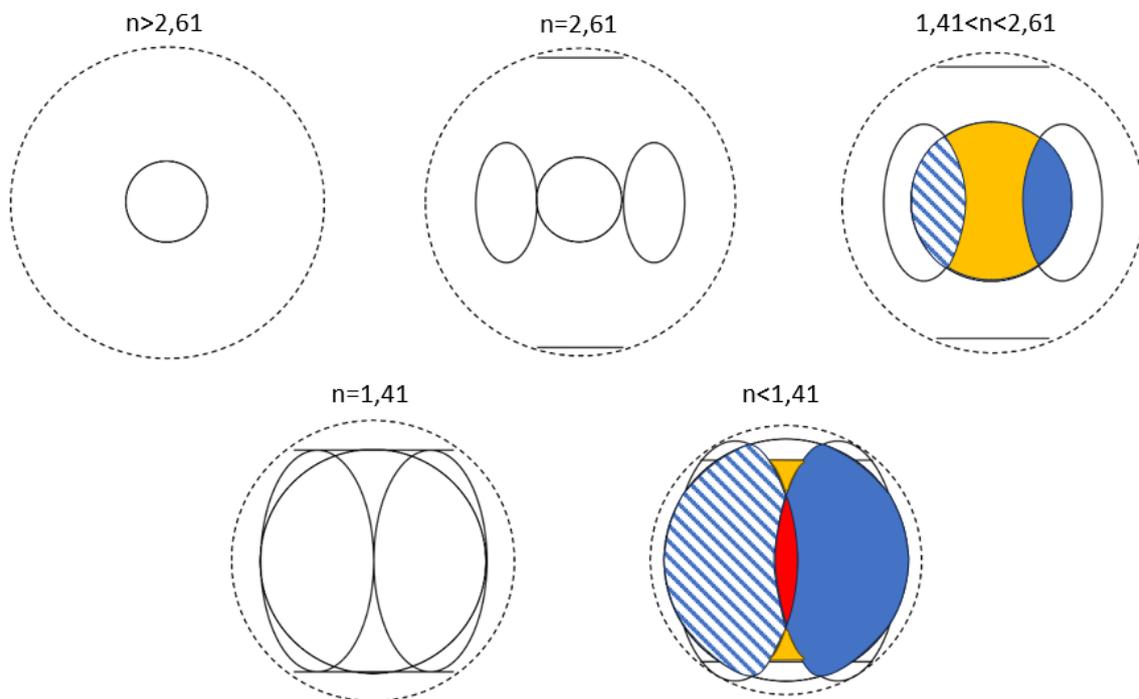


Figure C.1 – Schémas des recouvrements pour plusieurs gammes d'indice de réfraction dans le cas d'une face de bord ($\eta_{\text{overlap},e}$). La vue est orthogonale au cône de transmission de la face supplémentaire du parallélépipède rectangle. Le cercle en pointillé est la sphère de 4π stéradians.

Afin d'éviter les pertes causées par les recouvrements, les quatre faces du parallélépipède rectangle qui sont dans le prolongement de l'arrête ($w \times t$ et $t \times l$) peuvent être couvertes par des miroirs. Cependant, les grandes faces ($w \times l$) sont utilisées pour collecter la lumière de pompage et il sera donc plus compliqué de les recouvrir de miroirs dépendamment de la méthode de pompage. L'efficacité d'extraction est optimisée en utilisant des miroirs sur les quatre faces latérales. La dérivation de la puissance émise par la face lorsque quatre miroirs sont utilisés est plus fastidieuse et nécessite un développement complet. Deux cas sont considérés en fonction des recouvrements des cônes qui sont liés à l'indice de réfraction ($n \leq 1,41$ et $n \geq 1,41$).

Le cas le plus simple correspond à $n \geq 1,41$ où trois sections du cône doivent être considérées (voir Figure C.1) :

- La zone orange pour laquelle les rayons ne peuvent s'échapper que par la face (1,1,0).
- Zone bleue barrée pour laquelle les rayons peuvent s'échapper par les faces (1,1,0), (1,0,0) et (-1,0,0).
- Zone bleue pour laquelle les rayons peuvent s'échapper par les faces (1,1,0), (0,1,0) et (0,-1,0).

La puissance des différentes zones du cône est calculée indépendamment. La puissance émise par la zone orange est la même que P_e (voir équation II.58). Les rayons de la zone bleue barrée du cône se réfléchissent sur les miroirs des faces (1,0,0) et (-1,0,0) avec deux réflexions sur les miroirs à chaque aller-retour à l'intérieur du parallélépipède rectangle. De même, les rayons de la zone bleue se réfléchissent sur les miroirs des faces (0,1,0) et (0,-1,0) mais avec un nombre moyen de réflexions de l/w entre chaque aller-retour à l'intérieur du parallélépipède rectangle. Selon le concept de recyclage de la lumière, les puissances attribuées aux zones bleue barrée et bleue sont respectivement décrites par l'équation C.1 et l'équation C.2 :

$$P_{BB} = \frac{\Omega_{overlap,45^\circ}}{\Omega_{escape}} \frac{f}{w} \phi_e n_t w l t \frac{(1 - \cos\theta_{RTI}) (1 + R e^{-\sqrt{2}akl}) (1 - e^{-\sqrt{2}akl}) T_{Fres}}{2akl (1 - e^{-2\sqrt{2}akl} R^2 (1 - \frac{f T_{Fres}}{\sqrt{2}w}))} \quad (C.1)$$

$$P_B = \frac{\Omega_{overlap,45^\circ}}{\Omega_{escape}} \frac{f}{w} \phi_e n_t w l t \frac{(1 - \cos\theta_{RTI}) (1 + R^{l/w} e^{-\sqrt{2}akl}) (1 - e^{-\sqrt{2}akl}) T_{Fres}}{2akl (1 - e^{-2\sqrt{2}akl} R^{2l/w} (1 - \frac{f T_{Fres}}{\sqrt{2}w}))} \quad (C.2)$$

La puissance totale émise est la somme des puissances de chaque portion du cône d'extraction :

$$P_{em} = P_e + P_{BB} + P_B \quad (C.3)$$

Si $n \leq 1,41$ quatre sections du cône doivent être considérées (voir Figure C.1) :

- Zone orange pour laquelle les rayons ne peuvent s'échapper que par la face (1,1,0).
- Zone bleue barrée pour laquelle les rayons peuvent s'échapper par les faces (1,1,0), (1,0,0) et (-1,0,0).
- Zone bleue pour laquelle les rayons peuvent s'échapper par les faces (1,1,0), (0,1,0) et (0,-1,0).

1,0).

- Zone rouge pour laquelle les rayons peuvent s'échapper par les faces (1,1,0), (0,1,0), (0,-1,0), (0,1,0) et (0,-1,0).

Tout d'abord, il faut remarquer que tous les cônes situés à 90° commencent à se chevaucher. Dans ce modèle, la zone orange est relativement petite et est négligée (un facteur de correction sera utilisé pour compenser cette approximation). En utilisant le même raisonnement avec le recyclage de la lumière et le nombre de réflexions sur les miroirs, les puissances attribuées aux zones bleue barrée, bleue et rouge sont respectivement décrites par l'équation C.4, l'équation C.5 et l'équation C.6.

$$P_{BB_2} = \frac{\Omega_{escape} - 5\Omega_{overlap,90^\circ}}{\Omega_{escape}} \frac{f}{2w} \phi_e n_t w l t \frac{(1 - \cos\theta_{RTI}) (1 + R e^{-\sqrt{2}\alpha k l}) (1 - e^{-\sqrt{2}\alpha k l}) T_{Fres}}{2\alpha k l (1 - e^{-2\sqrt{2}\alpha k l} R^2 (1 - \frac{f T_{Fres}}{\sqrt{2}w})} (C.4)$$

$$P_{B_2} = \frac{\Omega_{escape} - 5\Omega_{overlap,90^\circ}}{\Omega_{escape}} \frac{f}{2w} \phi_e n_t w l t \frac{(1 - \cos\theta_{RTI}) (1 + R^{l/w} e^{-\sqrt{2}\alpha k l}) (1 - e^{-\sqrt{2}\alpha k l}) T_{Fres}}{2\alpha d (1 - e^{-2\sqrt{2}\alpha k l} R^{2l/w} (1 - \frac{f T_{Fres}}{\sqrt{2}w})} (C.5)$$

$$P_R = \frac{\Omega_{overlap,90^\circ}}{\Omega_{escape}} \frac{f}{w} \phi_e n_t w l t \frac{(1 - \cos\theta_{RTI}) (1 + R^{l/w+1} e^{-\sqrt{2}\alpha k l}) (1 - e^{-\sqrt{2}\alpha k l}) T_{Fres}}{2\alpha k l (1 - e^{-2\sqrt{2}\alpha k l} R^{2(l/w+1)} (1 - \frac{f T_{Fres}}{\sqrt{2}w})} (C.6)$$

La puissance totale émise est la somme des puissances de chaque portion du cône (équation C.7) compte tenu d'un facteur de correction de 1,9% utilisé pour répondre parfaitement à la description $n \geq 1,41$. Ce facteur de correction est attribué à l'approximation sur la zone orange :

$$P_{em} = 1,019(P_{BB_2} + P_{B_2} + P_R) (C.7)$$

Annexe D

Approche pédagogique des concentrateurs

Lors de cette thèse, j'ai participé au montage et à la réalisation de formations pédagogiques sur les concentrateurs luminescents, sous la forme d'ateliers et d'étude de cas. Ces formations ont été initiées dans le cadre du réseau CMDO (cristaux, micro- et nano-structures et dispositifs pour l'optique) du CNRS avec la participation à deux actions nationales de formation du CNRS. Les ateliers ont eu beaucoup de succès, ce qui m'a amené à participer plusieurs fois à leur animation dans différents contextes.

Voilà la liste des formations que j'ai animés en partie ou en totalité :

- Laboratoire Charles-Fabry, formation interne. (9 février 2022)
- ANF CMDO+ 2022. (5 avril 2022)
- Formation lors d'une visite de Juna Sathian, senior lecturer à l'Université de Northumbria Newcastle. (11 juillet 2022)
- Réunion de lancement de l'ANR NewLight. (13 octobre 2022)
- Cours M2 à Chimie-Paris tech. (3 janvier 2023, 19 décembre 2023)
- ANF Concentrateurs Luminescent. (6-7 juin 2023)

Ces formations sont basées sur des expériences de principe réalisables par les étudiants. Des QCM interactifs ont été conçus pour l'occasion. Pour donner un aperçu des ateliers, Les QCM sont mis dans la suite. Il devrait être simple de répondre après avoir lu le Chapitre II!

QCM

Réponses à la fin du QCM

Question 1 : La lumière émise par la face de sortie provient majoritairement de la lumière ambiante captée par la face opposée :

Réponse A : VRAI, c'est un peu comme une fibre optique.

Réponse B : FAUX, c'est les grandes faces qui captent le plus de lumière.

Question 2 : On plonge la face de sortie d'un concentrateur dans l'eau. Sa puissance émise par la face de sortie :

Réponse A : augmente.

Réponse B : ne varie pas.

Réponse C : diminue.

Question 3 : On plonge un concentrateur dans un milieu d'indice proche du sien. Les faces latérales ont désormais un éclairage identique :

Réponse A : VRAI

Réponse B : FAUX

Question 4 : En mettant un miroir plaqué sur la face opposée à la face de sortie (figure D.1), la puissance de sortie augmente.

Réponse A : Oui, c'est clair !

Réponse B : Non, ce serait trop beau.

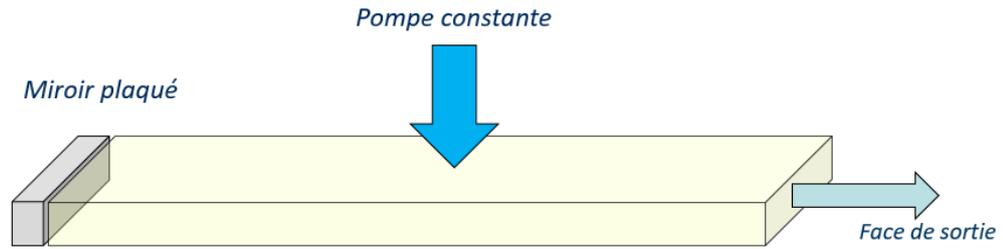


Figure D.1– Schéma d'un concentrateur avec un miroir à l'arrière.

Question 5 : Et dans les configurations ci-dessous (figure D.2), les miroirs aussi permettent d'augmenter l'éclairement en sortie ?

Réponse A : Oui, plus il y a de miroirs mieux c'est !

Réponse B : Non, cette fois c'est un piège.

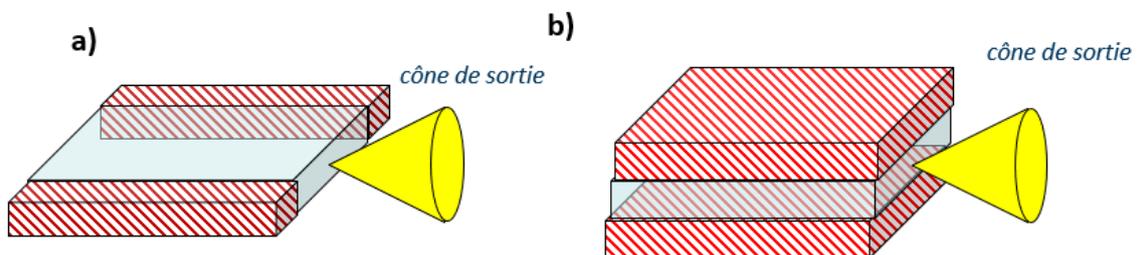


Figure D.2 –Schéma d'un concentrateur avec des miroirs sur a) les faces latérales et b) les grandes faces.

Question 6 : Une source d'éclairement constant est utilisée. Pour augmenter l'éclairement de la face de sortie il faut :

Réponse A : augmenter l

Réponse B : augmenter t

Réponse C : augmenter w

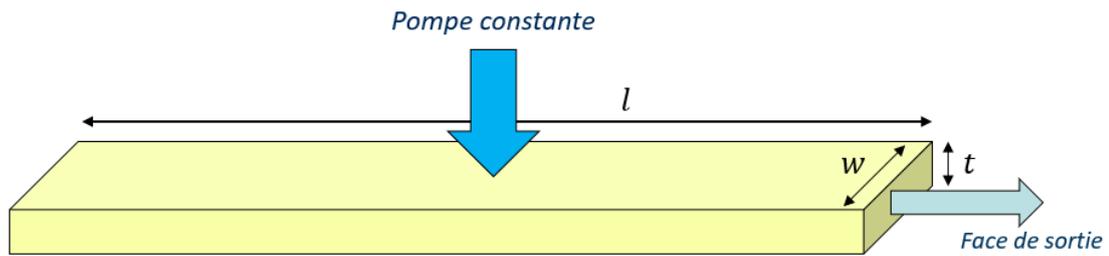


Figure D.3 –Schéma d'un concentrateur avec ses dimensions

Question 7 : On accole 3 concentrateurs différents comme suis, on pompe le concentrateur vert et on observe la sortie du concentrateur rouge. La lumière en sortie est :

Réponse A : rouge

Réponse B : orange

Réponse C : verte

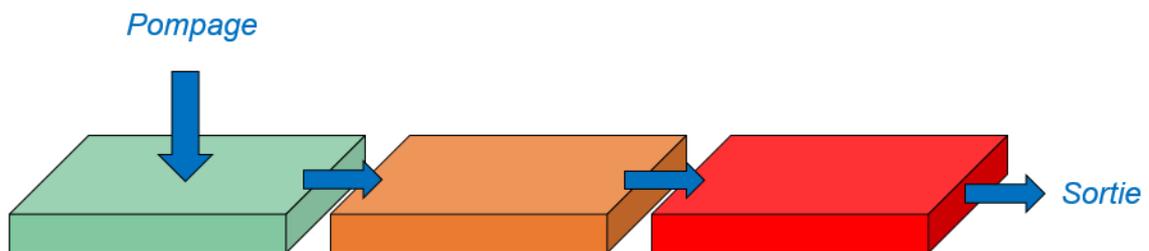


Figure D.4 –Schéma de trois concentrateurs consécutifs ou uniquement le vert est pompé.

Question 8 : On accole 3 concentrateurs différents comme suis, on pompe le concentrateur rouge et on observe la sortie du concentrateur vert. La lumière en sortie est :

Réponse A : rouge

Réponse B : orange

Réponse C : verte

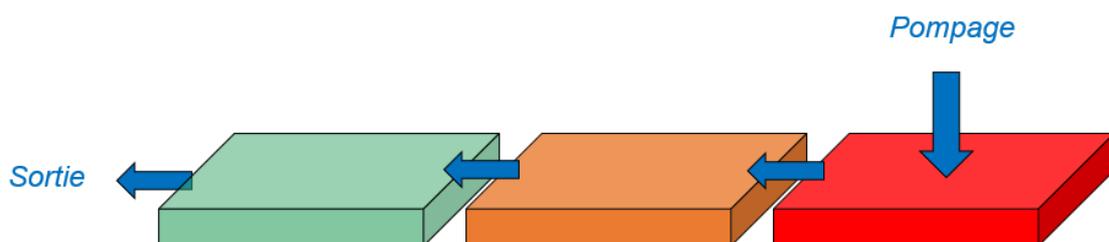


Figure D.5 –Schéma de trois concentrateurs consécutifs ou uniquement le rouge est pompé.

Réponses

Réponse 1 : Réponse B, C'est grâce aux processus d'absorption-émission + réflexion totale interne que l'énergie entrante par les grandes faces peut sortir par la face de sortie !

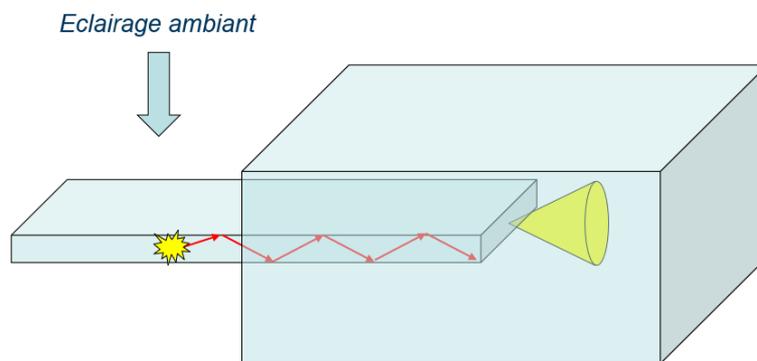


Figure D.6 –Schéma d'un concentrateur émettant dans une boîte noire et pompée à l'extérieur par l'éclairage ambiant. En rentrant plus ou moins le concentrateur on se rend compte que l'émission dans la boîte dépend de la proportion du concentrateur à l'extérieur de la boîte. Plus le concentrateur est sorti plus la surface de pompage est grande, plus la puissance en sortie est importante.

Réponse 2 : Réponse A, le cône s'agrandit grâce à l'adaptation d'indice. Pour un concentrateur en PMMA comme c'est le cas dans nos ateliers qui ont un indice de $n=1,5$, l'angle de réflexion totale interne passe de 42° à 62° .

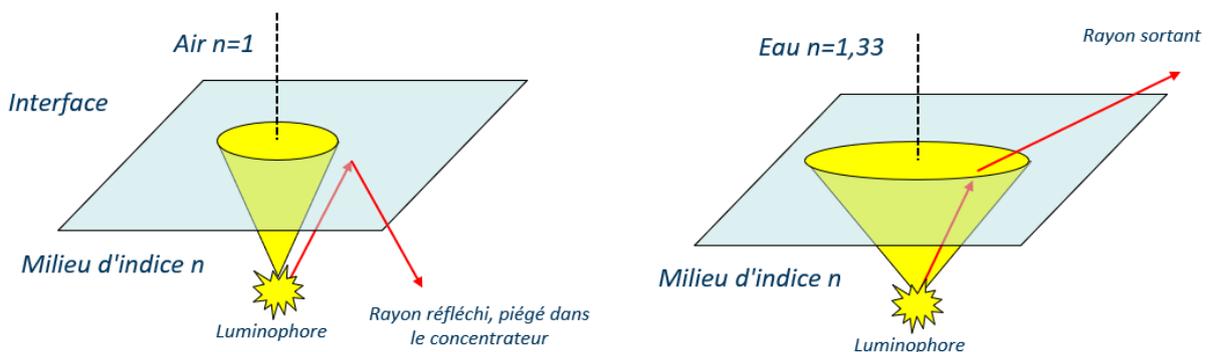


Figure D.7 –Schéma des cônes de sortie dans l'air et dans l'eau.

Réponse 3 : Réponse A, c'est le guidage qui donne un éclairage différent sur les faces latérales du concentrateur selon la surface S de la face considérée. S'il n'y a plus de guidage, comme c'est le cas quand le concentrateur est dans un milieu d'indice proche du sien (la paraffine pour le PMMA), l'isotropie de l'émission donne un éclairage identique sur toutes les faces du concentrateur

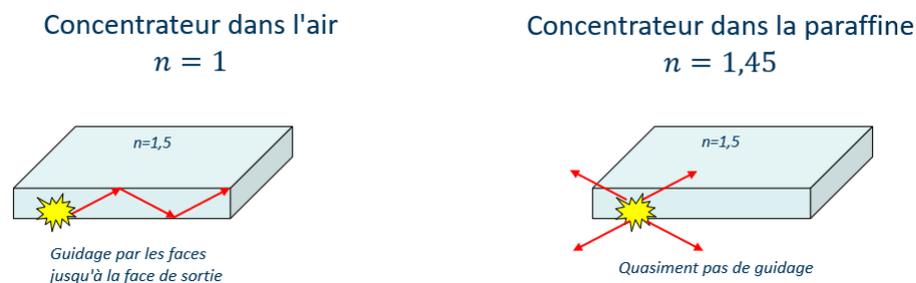


Figure D.8 – Propagation des rayons en fonction de l'indice du milieu extérieur.

Réponse 4 : Réponse A, en effet l'image du cône de transmission de la face opposée par le miroir est identique au cône de sortie : les rayons allant vers la gauche se superposent après réflexion aux rayons sortant directement.

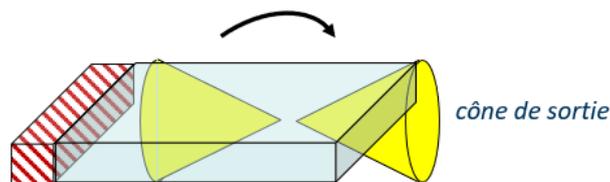


Figure D.9 – Schéma d'un concentrateur avec un miroir à l'arrière.

Réponse 5 : Si on met des miroirs sur les faces latérales ou sur les grandes faces comme le suggèrent respectivement les schémas de la figure D.2.a et b, la puissance dans le cône de sortie ne sera pas augmentée. En effet sur les faces latérales, un rayon qui était déjà en réflexion totale interne ne voit pas de changement avec les miroirs. Un rayon qui serait sorti mais qui est désormais réfléchi par un miroir aura un angle trop grand sur la face de sortie et sera en réflexion totale interne. Aucun nouveau rayon ne sort donc par la face de sortie. Selon comment le concentrateur est pompé et dans le cas où toute la lumière de pompe n'est pas absorbée en un passage, il peut être intéressant de mettre un miroir avec une haute réflexion à la longueur d'onde de pompe sur la face opposée à la face de pompage. En effet cela doublera le trajet de la pompe et permettra une meilleure absorption de celle-ci par le concentrateur.

Réponse 6 : Réponse A, augmenter l . En effet w augmente autant la surface de pompe que la surface de sortie, il n'a donc pas d'impact ! Réduire t peut aussi fonctionner dans la mesure où ça ne modifie pas l'absorption de la pompe. De plus augmenter l marche jusqu'à un certain point où les pertes par propagation deviennent trop importantes et on ne gagne plus rien à augmenter l .

Réponse 7 : Réponse A, rouge. L'émission du concentrateur vert est absorbée par le concentrateur orange. L'émission du concentrateur orange est absorbée par le concentrateur rouge. On a donc une cascade de longueur d'onde émise est à la fin il n'y a plus que du rouge.

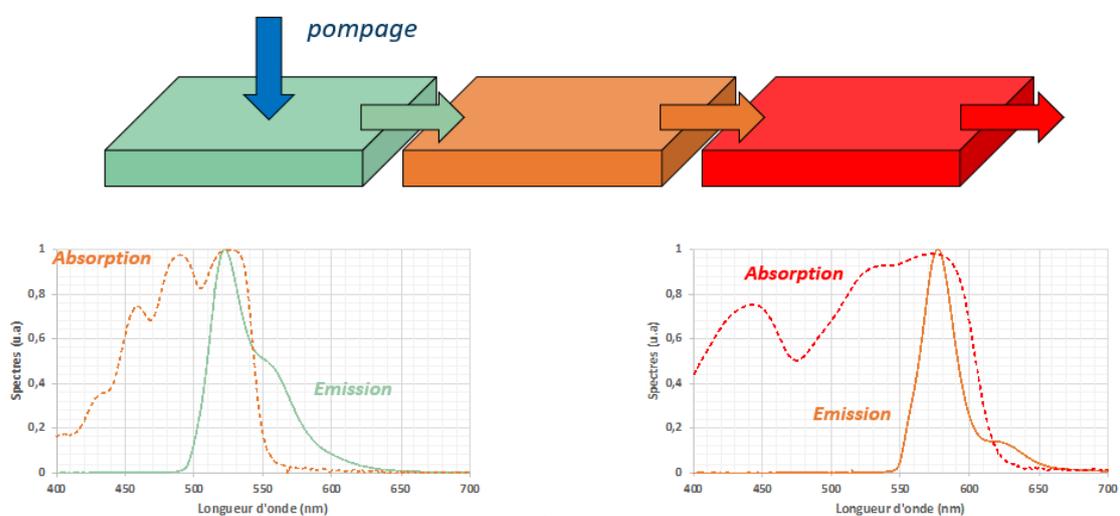


Figure D.10 –Schéma de la cascade de longueur d'onde avec les spectres d'émissions et d'absorptions associées.

Réponse 8 : Réponse A, rouge. L'émission du concentrateur rouge n'est pas absorbée dans les concentrateurs orange et vert on n'a donc pas d'émission de nouvelle couleur.

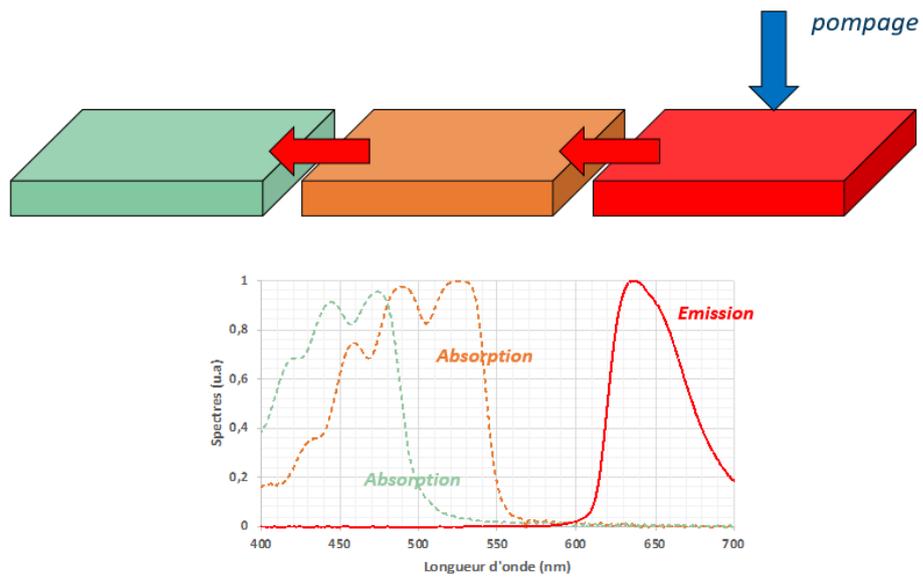


Figure D.11 –Schéma du guidage de la lumière rouge par les autres concentrateurs et explication par les spectres d'absorption de l'orange et du vert et d'émission du rouge.

Liste des publications et conférences de l'auteur liées à ce travail

Revue scientifique avec comité de lecture

L. Lopez, P. Pichon, P. Loiseau, B. Viana, R. Mahiou, F. Druon, P. Georges, et F. Balembois, "Ce:LYSO, from scintillator to solid-state lighting as a blue luminescent concentrator," *Sci Rep* **13**(1), 7199 (2023).

L. Lopez, F. Druon, P. Georges, et F. Balembois, "LED-pumped Er:Cr:YSGG light sources," *Opt. Express* **31**(17), 27604 (2023).

L. Lopez, P. Pichon, F. Druon, S. Coumar, C. Oriol, P. Georges, et F. Balembois, " LED-pumped CTH:YAG luminescent concentrator," en cours de soumission à *Optics Express*.

P. Pichon, L. Lopez, M. Nourry-Martin, S. Darbon, F. Druon, P. Georges, et F. Balembois, "Light Extraction and Brightness Enhancement of Luminescent Rectangular Slabs," *Advanced Photonics Research* **3**(7), 2100356 (2022).

Congrès présentés par l'auteur

L. Lopez, P. Pichon, F. Druon, F. Balembois et P. Georges. "Concentrateur luminescent en Ce:LYSO pompé par LEDs". JNCO 2021. **Poster**.

L. Lopez, P. Pichon, F. Druon, P. Georges, et F. Balembois. " LED-pumped CTH:YAG luminescent concentrator as broadband incoherent source in the SWIR". Europhotons 2022. **Oral**.

L. Lopez, P. Pichon, F. Druon, P. Georges, et F. Balembois. " CTH:YAG as a luminescent concentrator in the SWIR". ICL 2023. **Oral**.

L. Lopez, H. Taleb, F. Druon, P. Georges, et F. Balembois " SWIR Luminescent concentrators". Accepté pour OPTRO 2024. **Oral**.

Congrès présentés par d'autres personnes

L. Lopez, P. Pichon, P. Georges, et F. Balembois. " CTH:YAG laser crystal as a spontaneous incoherent source in the SWIR", CLEO Europe 2023. **Oral**.

L. Lopez, P. Pichon, P. Loiseau, B. Viana, R. Mahiou, F. Druon, P. Georges, et F. Balembois. " Ce:LYSO, from scintillator to solid-state lighting as a blue luminescent concentrator". CLEO Europe 2023. **Oral**.

L. Lopez, F. Druon, F. Balembois et P. Georges. " LED-pumped Er:Cr:YSGG". CLEO Europe 2023. **Poster**.

L. Lopez, P. Pichon, P. Loiseau, B. Viana, R. Mahiou, F. Druon, P. Georges, et F. Balembois " Ce:LYSO as a blue luminescent concentrator". ICL 2023. **Oral**.

L. Lopez, F. Druon, P. Georges, et F. Balembois. " LED-pumped Er:Cr:YSGG ". ICL 2023. **Oral**.

Bibliographie

[Allat'ev 86] A. N. Allat'ev, E. V. Zharikov, S. P. Kalitin, V. V. Laptev, V. V. Osiko, V. G. Ostroumov, A. M. Prokhorov, Z. S. Saidov, V. A. Smirnov, I. T. Sorokina, A. F. Umyskov, and I. A. Shcherbakov, "Lasing of holmium ions as a result of the $5 I 7 \rightarrow 5 I 8$ transition at room temperature in an yttrium scandium gallium garnet crystal activated with chromium, thulium, and holmium ions," *Sov. J. Quantum Electron.* **16**(10), 1404–1405 (1986).

[Arbabzadah 11] E. Arbabzadah, S. Chard, H. Amrania, C. Phillips, and M. Damzen, "Comparison of a diode pumped Er:YSGG and Er:YAG laser in the bounce geometry at the $3 \mu\text{m}$ transition," *Opt. Express* **19**(27), 25860 (2011).

[Archambault 97] J.-L. Archambault and S. G. Grubb, "Fiber gratings in lasers and amplifiers," *J. Lightwave Technol.* **15**(8), 1378–1390 (1997).

[Aubrecht 20] J. Aubrecht, P. Peterka, P. Honzátko, O. Moravec, M. Kamrádek, and I. Kašík, "Broadband thulium-doped fiber ASE source," *Opt. Lett.* **45**(8), 2164 (2020).

[Auger 75] P. Auger, "The Auger effect," *Surface Science* **48**(1), 1–8 (1975).

[Barbet 14] A. Barbet, F. Balembois, A. Paul, J.-P. Blanchot, A.-L. Viotti, J. Sabater, F. Druon, and P. Georges, "Revisiting of LED pumped bulk laser: first demonstration of Nd:YVO₄ LED pumped laser," *Opt. Lett.* **39**(23), 6731 (2014).

[Barbet 16a] A. Barbet, A. Paul, T. Gallinelli, F. Balembois, J.-P. Blanchot, S. Forget, S. Chénais, F. Druon, and P. Georges, "Light-emitting diode pumped luminescent concentrators: a new opportunity for low-cost solid-state lasers," *Optica* **3**(5), 465 (2016).

[Barbet 16b] A. Barbet « Pompage par LED de matériaux laser émettant dans le visible ou l'infrarouge proche. » Manuscrit de thèse, Université Paris-Saclay, Laboratoire Charles-Fabry, 2016.

[Becker 20] F. Becker, C. Schwabig, J. Krause, S. Leuchs, C. Krebs, R. Gruna, A. Kuter, T. Langle, D. Nuessler, and J. Beyerer, "From Visual Spectrum to Millimeter Wave: A

Broad Spectrum of Solutions for Food Inspection," IEEE Antennas Propag. Mag. **62**(5), 55–63 (2020).

[Blasse 67] G. Blasse and A. Bril, "A NEW PHOSPHOR FOR FLYING-SPOT CATHODE-RAY TUBES FOR COLOR TELEVISION: YELLOW-EMITTING $Y_3Al_5O_{12}-Ce^{3+}$," Applied Physics Letters **11**(2), 53–55 (1967).

[Boas 10] D. A. Boas and A. K. Dunn, "Laser speckle contrast imaging in biomedical optics," J. Biomed. Opt. **15**(1), 011109 (2010)

[Bomm 11] J. Bomm, A. Büchtemann, A. J. Chatten, R. Bose, D. J. Farrell, N. L. A. Chan, Y. Xiao, L. H. Slooff, T. Meyer, A. Meyer, W. G. J. H. M. Van Sark, and R. Koole, "Fabrication and full characterization of state-of-the-art quantum dot luminescent solar concentrators," Solar Energy Materials and Solar Cells **95**(8), 2087–2094 (2011)

[Bowman 91] S. R. Bowman, M. J. Winings, R. C. Y. Auyeung, J. E. Tucker, S. K. Searles, and B. J. Feldman, "Laser and spectral properties of Cr, Tm, Ho:YAG at 2.1 μ m," IEEE J. Quantum Electron. **27**(9), 2142–2149 (1991).

[Breiter 16] R. Breiter, M. Benecke, D. Eich, H. Figgemeier, A. Weber, J. Wendler, and A. Sieck, "MCT SWIR modules for passive and active imaging applications," in B. F. Andresen, G. F. Fulop, C. M. Hanson, J. L. Miller, and P. R. Norton, eds. (2016), p. 981908.

[Briers 01] J. D. Briers, "Laser Doppler, speckle and related techniques for blood perfusion mapping and imaging," Physiol. Meas. **22**(4), R35–R66 (2001).

[Brooks 06] C. D. Brooks and F. Di Teodoro, "Multimegawatt peak-power, single-transverse-mode operation of a 100 μ m core diameter, Yb-doped rodlike photonic crystal fiber amplifier," Applied Physics Letters **89**(11), 111119 (2006).

[Cao 18] X. Cao, S. Jiang, M. Jia, J. Gunn, T. Miao, S. C. Davis, P. Bruza, and B. W. Pogue, "Observation of short wavelength infrared (SWIR) Cherenkov emission," Opt. Lett. **43**(16), 3854 (2018).

[Caraud 23] N. Caraud, G. Thomas, B. Viana, F. Balembos et P. Loiseau, "Ni:CGGG single crystal as potential luminescent concentrator emitting in the SWIR range", 20th international conference on luminescence (2023).

[Carrier 90] C. Carrier and R. Lecomte, "Recent results in scintillation detection with

silicon avalanche photodiodes," *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **37**(2), 209–214 (1990).

[Cho 19] C. Y. Cho, C. C. Pu, Y. F. Chen, and K. W. Su, "Energy scale-up and mode-quality enhancement of the LED-pumped Nd:YAG Q-switched laser achieving a millijoule green pulse," *Opt. Lett.* **44**(13), 3202 (2019).

[Cizmeciyan 12] M. N. Cizmeciyan, H. Cankaya, A. Kurt, and A. Sennaroglu, "Operation of femtosecond Kerr-lens mode-locked Cr:ZnSe lasers with different dispersion compensation methods," *Appl. Phys. B* **106**(4), 887–892 (2012).

[Clouet 22] A. Clouet et E. Mounier, "SWIR Imaging 2022", brochure d'un rapport YOLE développement (2022).

[Cooke 00] Cooke, D. W. et al. Crystal growth and optical characterization of cerium-doped Lu_{1.8}Y_{0.2}SiO₅. *Journal of Applied Physics* **88**, 7360–7362 (2000).

[Currie 08] M. J. Currie, J. K. Mapel, T. D. Heidel, S. Goffri, and M. A. Baldo, "High-Efficiency Organic Solar Concentrators for Photovoltaics," *Science* **321**(5886), 226–228 (2008).

[Danevich 14] F. A. Danevich, V. V. Kobychhev, R. V. Kobychhev, H. Kraus, V. B. Mikhailik, V. M. Mokina, et I. M. Solsky, "Impact of geometry on light collection efficiency of scintillation detectors for cryogenic rare event searches," *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* **336**, 26–30 (2014).

[De Boer 16] D. K. G. De Boer, D. Bruls, and H. Jagt, "High-brightness source based on luminescent concentration," *Opt. Express* **24**(14), A1069 (2016).

[Debije 12] M. G. Debije and P. P. C. Verbunt, "Thirty Years of Luminescent Solar Concentrator Research: Solar Energy for the Built Environment," *Adv. Energy Mater.* **2**(1), 12–35 (2012).

[DeLoach 96] L. D. DeLoach, R. H. Page, G. D. Wilke, S. A. Payne, and W. F. Krupke, "Transition metal-doped zinc chalcogenides: spectroscopy and laser demonstration of a new class of gain media," *IEEE J. Quantum Electron.* **32**(6), 885–895 (1996).

[Demchenko 20] A. P. Demchenko, "Photobleaching of organic fluorophores: quantitative characterization, mechanisms, protection," *Methods Appl. Fluoresc.* **8**(2), 022001 (2020).

[Diaci 12] J.Diaci, B.Gaspirc "Review : Comparison of Er:YAG and Er,Cr:YSGG lasers used in dentistry" *Journal of the Laser and Health Academy* Vol. 2012, No.1 ;

[Dinerman 94] B. J. Dinerman and P. F. Moulton, "3- μm cw laser operations in erbium-doped YSGG, GGG, and YAG," *Opt. Lett.* **19**(15), 1143 (1994).

[Doroshenko 07] M. E. Doroshenko, P. Koranda, H. Jelínková, J. Šulc, M. Němec, T. T. Basiev, V. K. Komar, A. S. Gerasimenko, and V. M. Puzikov, "Cr:ZnSe prism for broadly tunable mid-infrared laser radiation generation," *Laser Phys. Lett.* **4**(7), 503–506 (2007).

[Dragic 18] P. D. Dragic, M. Cavillon, and J. Ballato, "Materials for optical fiber lasers: A review," *Applied Physics Reviews* **5**(4), 041301 (2018).

[Dupont 23] H. Dupont, P. Loiko, A. Tyazhev, L. Giordano, Z. Pan, H. Chu, D. Li, B. Viana, A. Hideur, L. Guillemot, A. Braud, P. Camy, P. Georges, and F. Druon, "Tm:CALGO lasers at 2.32 μm : cascade lasing and upconversion pumping," *Opt. Express* **31**(12), 18751 (2023).

[Erickson 14] C. S. Erickson, L. R. Bradshaw, S. McDowall, J. D. Gilbertson, D. R. Gamelin, and D. L. Patrick, "Zero-Reabsorption Doped-Nanocrystal Luminescent Solar Concentrators," *ACS Nano* **8**(4), 3461–3467 (2014).

[Falconi 16] M. C. Falconi, G. Palma, F. Starecki, V. Nazabal, J. Troles, S. Taccheo, M. Ferrari, and F. Prudeniano, "Design of an Efficient Pumping Scheme for Mid-IR Dy $3+:\text{Ga}_5\text{Ge}_{20}\text{Sb}_{10}\text{S}_{65}$ PCF Fiber Laser," *IEEE Photon. Technol. Lett.* **28**(18), 1984–1987 (2016).

[Falconi 17] M. C. Falconi, G. Palma, F. Starecki, V. Nazabal, J. Troles, J.-L. Adam, S. Taccheo, M. Ferrari, and F. Prudeniano, "Dysprosium-Doped Chalcogenide Master Oscillator Power Amplifier (MOPA) for Mid-IR Emission," *J. Lightwave Technol.* **35**(2), 265–273 (2017).

[Fan 88] T. Y. Fan, G. Huber, R. L. Byer, and P. Mitzscherlich, "Spectroscopy and diode laser-pumped operation of Tm,Ho:YAG," *IEEE J. Quantum Electron.* **24**(6), 924–933 (1988).

[Fard 08] S. T. Fard, W. Hofmann, P. T. Fard, G. Bohm, M. Ortsiefer, E. Kwok, M. C.

Amann, and L. Chrostowski, "Optical absorption glucose measurements using 2.3 μm vertical-cavity semiconductor lasers," *IEEE Photon. Technol. Lett.* **20**(11), 930-932 (2008).

[FiberLabs 21] Page internet publié par FiberLabs :<https://www.fiberlabs.com/glossary/amplified-spontaneous-emission/> (2021).

[Flint 93] Flint, John H. et SCHWARTZ ELECTRO-OPTICS INC CONCORD MARESEARCH DIV. The Development of Cr, Tm, Ho: YAG Lasers for Airborne Lidar. Phillips Laboratory, Directorate of Geophysics, Air Force Materiel Command, (1993).

[Flores Daorta 14] S. Flores Daorta, A. Proto, R. Fusco, L. Claudio Andreani, and M. Liscidini, "Cascade luminescent solar concentrators," *Applied Physics Letters* **104**(15), 153901 (2014).

[Fried 19] D. Fried, W. Fried, K. Chan, and C. Darling, "Selective removal of dental calculus with a diode-pumped Er:YAG laser," in *Lasers in Dentistry XXV*, P. Rechmann and D. Fried, eds. (SPIE, 2019), p. 21.

[Fukuda 10] M. Fukuda, T. Mishima, N. Nakayama, and T. Masuda, "Temperature and current coefficients of lasing wavelength in tunable diode laser spectroscopy," *Appl. Phys. B* **100**(2), 377–382 (2010).

[Gallineli 17] T. Gallinelli. « Les concentrateurs luminescents pour l'amplication de la brillance des diodes électroluminescentes : application au pompage laser ». Manuscrit de Thèse, Université Paris 13, laboratoire de Physique des Lasers, 2017.

[Gallineli 19] T. Gallinelli, A. Barbet, F. Druon, F. Balembois, P. Georges, T. Billeton, S. Chenais, and S. Forget, "Enhancing brightness of Lambertian light sources with luminescent concentrators: the light extraction issue," *Opt. Express* **27**(8), 11830 (2019).

[Goldberg 13] L. Goldberg, J. Leach, S. Chinn, and V. King, "Speckle characteristics of laser diodes for SWIR and NIR active imaging," in M. S. Zediker, ed. (2013), p. 860512.

[Hassan 21] M. Hassan, E. Bakhurji, et R. AlSheikh, "Application of Er,Cr:YSGG laser versus photopolymerization after silver diamine fluoride in primary teeth," *Sci Rep* **11**(1), 20780 (2021).

- [Hatakoshi 91] G. Hatakoshi, K. Itaya, M. Ishikawa, M. Okajima, and Y. Uematsu, "Short-wavelength InGaAlP visible laser diodes," *IEEE J. Quantum Electron.* **27**(6), 1476–1482 (1991).
- [Hu 15] Z.Y. Hu, P. Yan, Q. Liu, Q., E.C.Ji, Q.R. Xiao, and M.L. Gong, "High-power single-stage thulium-doped superfluorescent fiber source". *Applied Physics B*, **118**, 101-107 (2015)
- [Hu 20] L. Hu, D. Sun, J. Luo, H. Zhang, X. Zhao, C. Quan, Z. Han, K. Dong, M. Cheng, and S. Yin, "Effect of Er³⁺ concentration on spectral characteristic and 2.79 μm laser performance of Er:YSGG crystal," *Journal of Luminescence* **226**, 117502 (2020).
- [Huang 13] X. Huang, S. Han, W. Huang, and X. Liu, "Enhancing solar cell efficiency: the search for luminescent materials as spectral converters," *Chem. Soc. Rev.* **42**(1), 173–201 (2013).
- [Huang 14] X. Huang, "Red phosphor converts white LEDs," *Nature Photon* **8**(10), 748–749 (2014).
- [Huang 16] K.-Y. Huang, C.-K. Su, M.-W. Lin, Y.-C. Chiu, and Y.-C. Huang, "Efficient 750-nm LED-pumped Nd:YAG laser," *Opt. Express* **24**(11), 12043 (2016).
- [Huybrechts 09] K. Huybrechts, R. Baets, and G. Morthier, "All-Optical Flip-Flop Operation in a Standard Tunable DBR Laser Diode," *IEEE Photon. Technol. Lett.* **21**(24), 1873–1875 (2009).
- [Imai 90] S. Imai, T. Yamada, Y. Fujimori, and K. Ishikawa, "A 20 W Cr³⁺, Tm³⁺, Ho³⁺: YAG laser," *Optics & Laser Technology* **22**(5), 351–353 (1990).
- [Jaeck 09] Julien Jaeck. Émission infrarouge sous champ électrique dans le cristal de ZnSe dopée au chrome. Manuscrit de thèse, école Polytechnique X, 2009.
- [Jansson 86] T. Jansson and R. Winston, "Liouville's theorem and concentrator optics," *J. Opt. Soc. Am. A* **3**(1), 7 (1986).
- [Kafar 20] A. Kafar, S. Stanczyk, D. Schiavon, T. Suski, and P. Perlin, "Review—Review on Optimization and Current Status of (Al,In)GaN Superluminescent Diodes," *ECS J. Solid State Sci. Technol.* **9**(1), 015010 (2020).
- [Katrunov 13] K. Katrunov, V. Ryzhikov, V. Gavrilyuk, S. Naydenov, O. Lysetska, et V.

Litichevskiy, "Optimum design calculations for detectors based on ZnSe(Te,O) scintillators," Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **712**, 126–129 (2013).

[Kifle 20] E. Kifle, P. Loiko, C. Romero, J. R. Vázquez De Aldana, M. Aguiló, F. Díaz, P. Camy, U. Griebner, V. Petrov, and X. Mateos, "Watt-level ultrafast laser inscribed thulium waveguide lasers," Progress in Quantum Electronics **72**, 100266 (2020).

[Koechner 03] W. Koechner and M. Bass, "Introduction Overview of the History, Performance Characteristics, and Applications of Solid-State Lasers," in Solid-State Lasers (Springer New York, 2003), pp. 1–11.

[Koyama 06] F. Koyama, "Recent Advances of VCSEL Photonics," in Journal of Lightwave Technology, vol. 24, no. 12, pp. 4502-4513, Dec. 2006, doi: 10.1109/JLT.2006.886064.

[Laurenzis 15] M. Laurenzis, F. Christnacher, and A. Velten, "Study of a dual mode SWIR active imaging system for direct imaging and non-line-of-sight vision," in M. D. Turner, G. W. Kamerman, L. M. Wasiczko Thomas, and E. J. Spillar, eds. (2015), p. 946509.

[Lee 99] J.H. Lee, U.C. Ryu, and N. Park, "Passive erbium-doped fiber seed photon generator for high-power Er³⁺-doped fiber fluorescent sources with an 80-nm bandwidth" Optics letters, **24**(5), 279-281 (1999).

[Leyre 14] Leyre, S. et al. Absolute determination of photoluminescence quantum efficiency using an integrating sphere setup. Review of Scientific Instruments **85**, 123115 (2014).

[Leshchenko 20] V. E. Leshchenko, B. K. Talbert, Y. H. Lai, S. Li, Y. Tang, S. J. Hageman, G. Smith, P. Agostini, L. F. DiMauro, and C. I. Baga, "High-power few-cycle Cr:ZnSe mid-infrared source for attosecond soft x-ray physics," Optica **7**(8), 981 (2020).

[Lin 09] Z. Lin, C. Gao, M. Gao, Y. Zhang, and H. Weber, "Diode-pumped single-frequency microchip CTH:YAG lasers using different pump spot diameters," Appl. Phys. B **94**(1), 81–84 (2009).

[Lopez 23] L. Lopez, P. Pichon, P. Loiseau, B. Viana, R. Mahiou, F. Druon, P. Georges, and F. Balembos, "Ce:LYSO, from scintillator to solid-state lighting as a blue

luminescent concentrator," *Sci Rep* **13**(1), 7199 (2023).

[Losev 27] O. Losev. "Luminous carborundum detector and detection with crystals". *Telegrafiya i Telefoniya bez Provodov*, vol. 44, pages 485–494 (1927).

[Lutz 17] Y. Lutz, E. Bacher, and S. Schertzer, "Accumulation mode laser range-gated viewing in the eye-safe spectral region," *Optics & Laser Technology* **96**, 1–6 (2017).

[Ma 18] R. Ma, W. L. Zhang, J. Y. Guo, and Y. J. Rao, "Decoherence of fiber supercontinuum light source for speckle-free imaging," *Opt. Express* **26**(20), 26758 (2018).

[Ma 19] R. Ma, Y. J. Rao, W. L. Zhang, and B. Hu, "Multimode Random Fiber Laser for Speckle-Free Imaging," *IEEE J. Select. Topics Quantum Electron.* **25**(1), 1–6 (2019).

[Masters 98] B. R. Masters, "Three-dimensional microscopic tomographic imaging of the cataract in a human lens in vivo", *Opt. Express* **3**(9), 332 (1998).

[McDaniel 14] S. McDaniel, D. Hobbs, B. MacLeod, E. Sabatino, P. Berry, K. Schepler, W. Mitchell, and G. Cook, "Cr:ZnSe laser incorporating anti-reflection microstructures exhibiting low-loss, damage-resistant lasing at near quantum limit efficiency," *Opt. Mater. Express* **4**(11), 2225 (2014).

[McAleavey 97] F. J. McAleavey, J. O’Gorman, J. F. Donegan, B. D. MacCraith, J. Hegarty, and G. Maze, "Narrow linewidth, tunable Tm/sup 3+/-doped fluoride fiber laser for optical-based hydrocarbon gas sensing," *IEEE J. Select. Topics Quantum Electron.* **3**(4), 1103–1111 (1997).

[McIntire 19] J. McIntire, S. Kitchen-McKinley, D. Todaro, and G. Meister, "Simulating response versus scan angle characterization on OCI for the upcoming PACE mission," in *Sensors, Systems, and Next-Generation Satellites XXIII*, S. P. Neeck, T. Kimura, and P. Martimort, eds. (SPIE, 2019), p. 49.

[Meinardi 14] F. Meinardi, A. Colombo, K. A. Velizhanin, R. Simonutti, M. Lorenzon, L. Beverina, R. Viswanatha, V. I. Klimov, and S. Brovelli, "Large-area luminescent solar concentrators based on ‘Stokes-shift-engineered’ nanocrystals in a mass-polymerized PMMA matrix," *Nature Photon* **8**(5), 392–399 (2014).

[Meinardi 15] F. Meinardi, H. McDaniel, F. Carulli, A. Colombo, K. A. Velizhanin, N. S. Makarov, R. Simonutti, V. I. Klimov, and S. Brovelli, "Highly efficient large-area

colourless luminescent solar concentrators using heavy-metal-free colloidal quantum dots," *Nature Nanotech* **10**(10), 878–885 (2015).

[Meinardi 17] F. Meinardi, S. Ehrenberg, L. Dharmo, F. Carulli, M. Mauri, F. Bruni, R. Simonutti, U. Kortshagen, and S. Brovelli, "Highly efficient luminescent solar concentrators based on earth-abundant indirect-bandgap silicon quantum dots," *Nature Photon* **11**(3), 177–185 (2017).

[Meng 07] J. X. Meng, K. W. Cheah, Z. P. Shi, and J. Q. Li, "Intense 1540nm emission from Er doped Ce:YAG phosphor," *Appl. Phys. Lett.* **91**(15), 151107 (2007).

[Metha 12] D. S. Mehta, D. N. Naik, R. K. Singh, and M. Takeda, "Laser speckle reduction by multimode optical fiber bundle with combined temporal, spatial, and angular diversity," *Appl. Opt.* **51**(12), 1894–1904 (2012).

[Miao 21] S. Miao, Y. Liang, Y. Zhang, D. Chen, and X.-J. Wang, "Broadband Short-Wave Infrared Light-Emitting Diodes Based on Cr³⁺-Doped LiScGeO₄ Phosphor," *ACS Appl. Mater. Interfaces* **13**(30), 36011–36019 (2021).

[Miao 23] S. Miao, Y. Liang, R. Shi, W. Wang, Y. Li, and X.-J. Wang, "Broadband Short-Wave Infrared-Emitting MgGa₂O₄:Cr³⁺, Ni²⁺ Phosphor with Near-Unity Internal Quantum Efficiency and High Thermal Stability for Light-Emitting Diode Applications," *ACS Appl. Mater. Interfaces* **15**(27), 32580–32588 (2023).

[Minotto 21] A. Minotto, I. Bulut, A. G. Rapidis, G. Carnicella, M. Patrini, E. Lunedei, H. L. Anderson, and F. Cacialli, "Towards efficient near-infrared fluorescent organic light-emitting diodes," *Light Sci Appl* **10**(1), 18 (2021).

[Mirov 10] S. Mirov, V. Fedorov, I. Moskalev, D. Martyshkin, and C. Kim, "Progress in Cr²⁺ and Fe²⁺ doped mid-IR laser materials," *Laser & Photon. Rev.* **4**(1), 21–41 (2010).

[Moench 15] H. Moench, R. Conrads, C. Deppe, G. Derra, S. Gronenborn, X. Gu, G. Heusler, J. Kolb, M. Miller, P. Pekarski, J. Pollmann-Retsch, A. Pruijmboom, and U. Weichmann, "High-power VCSEL systems and applications," in M. S. Zediker, ed. (2015), p. 93480W.

[Moskalev 16] I. Moskalev, S. Mirov, M. Mirov, S. Vasilyev, V. Smolski, A. Zakrevskiy, and V. Gapontsev, "140 W Cr:ZnSe laser system," *Opt. Express* **24**(18), 21090 (2016).

[Moulton 88] P. F. Moulton, J. G. Manni, and G. A. Rines, "Spectroscopic and laser characteristics of Er,Cr:YSGG," *IEEE J. Quantum Electron.* **24**(6), 960–973 (1988).

[Najda 22] S. P. Najda, P. Perlin, T. Suski, L. Marona, M. Leszczyński, P. Wisniewski, S. Stanczyk, D. Schiavon, T. Slight, M. A. Watson, S. Gwyn, A. E. Kelly, and S. Watson, "GaN Laser Diode Technology for Visible-Light Communications," *Electronics* **11**(9), 1430 (2022).

[Nie 18] H. Nie, Q. Hu, B. Zhang, X. Sun, H. Tian, Y. Wang, B. Yan, Z. Jia, K. Yang, X. Tao, and J. He, "Highly Efficient Continuous-Wave and Passively Q-Switching 2.8- μm Er:YSGG Laser," *IEEE Photonics Technol. Lett.* **30**(15), 1400–1403 (2018).

[Nourry-Martin 21] M. Nourry-Martin, P. Pichon, F. Druon, S. Darbon, F. Balembois, and P. Georges, "Light recycling in LED-pumped Ce:YAG luminescent concentrators," *Opt. Express* **29**(16), 25302 (2021).

[Olesberg 05] J. T. Olesberg, M. A. Arnold, C. Mermelstein, J. Schmitz, and J. Wagner, "Tunable laser diode system for noninvasive blood glucose measurements," in A. V. Priezzhev and G. L. Cote, eds. (2005), p. 23.

[Pan 19] Z. Pan, P. Loiko, J. M. Serres, E. Kifle, H. Yuan, X. Dai, H. Cai, Y. Wang, Y. Zhao, M. Aguiló, F. Díaz, U. Griebner, V. Petrov, and X. Mateos, "'Mixed' Tm:Ca(Gd,Lu)AlO₄ — a novel crystal for tunable and mode-locked 2 μm lasers," *Opt. Express* **27**(7), 9987 (2019).

[Papakonstantinou 15] I. Papakonstantinou and C. Tummeltshammer, "Fundamental limits of concentration in luminescent solar concentrators revised: the effect of reabsorption and nonunity quantum yield," *Optica* **2**(10), 841 (2015).

[Paunescu 18] G. Paunescu, P. Lutzmann, and D. Wegner, "Compressive sensing for active imaging in SWIR spectral range," in *Electro-Optical Remote Sensing XII*, G. Kamerman and O. Steinvall, eds. (SPIE, 2018), p. 6.

[Philippe 17] C. Philippe, D. Holleville, R. Le Targat, P. Wolf, T. Leveque, O. Acef, R. Le Goff, and E. Martaud, "A compact frequency stabilized telecom laser diode for space applications," in *International Conference on Space Optics — ICSO 2016*, N. Karafolas, B. Cugny, and Z. Sodnik, eds. (SPIE, 2017), p. 107.

[Pichon 17] P. Pichon, A. Barbet, J.-P. Blanchot, F. Druon, F. Balembois, et P. Georges, "LED-pumped alexandrite laser oscillator and amplifier," *Opt. Lett.* **42**(20), 4191

(2017).

[Pichon 18] P. Pichon, J.-P. Blanchot, F. Balembois, and P. Georges, "New LED-based high-brightness incoherent light source in the SWIR," *Opt. Express* **26**(7), 9353 (2018).

[Pichon 18b] P. Pichon, F. Druon, J.-P. Blanchot, F. Balembois, and P. Georges, "LED-pumped passively Q-switched Cr:LiSAF laser," *Opt. Lett.* **43**(18), 4489 (2018).

[Pichon 19] P. Pichon « Pompage par LED de concentrateurs luminescents et de lasers dopés aux métaux de transition ». Manuscrit de thèse, Université Paris-Saclay, laboratoire Charles-Fabry, 2019.

[Pichon 21] P. Pichon, F. Balembois, F. Druon, and P. Georges, "3D luminescent concentrators," *Opt. Express* **29**(5), 6915 (2021).

[Pichon 22] P. Pichon, L. Lopez, M. Nourry-Martin, S. Darbon, F. Druon, P. Georges, and F. Balembois, "Light Extraction and Brightness Enhancement of Luminescent Rectangular Slabs," *Advanced Photonics Research* **3**(7), 2100356 (2022).

[Pollock 05] C. R. Pollock, N. A. Brilliant, D. Gwin, T. J. Carrig, W. J. Alford, J. B. Heroux, W. I. Wang, I. Vurgaftman, and J. R. Meyer, "Mode locked and Q-switched Cr:ZnSe laser using a Semiconductor Saturable Absorbing Mirror (SESAM)," in *Advanced Solid-State Photonics* (OSA, 2005), p. TuA6.

[Pradhan 20a] S. Pradhan, M. Dalmases, and G. Konstantatos, "Solid-State Thin-Film Broadband Short-Wave Infrared Light Emitters," *Adv. Mater.* **32**(45), 2003830 (2020).

[Pradhan 20b] S. Pradhan, M. Dalmases, A. Baspinar, and G. Konstantatos, "Highly Efficient, Bright, and Stable Colloidal Quantum Dot Short-Wave Infrared Light-Emitting Diodes," *Adv. Funct. Mater.* **30**(39), 2004445 (2020).

[Purcell-Milton 12] F. Purcell-Milton and Y. K. Gun'ko, "Quantum dots for Luminescent Solar Concentrators," *J. Mater. Chem.* **22**(33), 16687 (2012).

[Redding 12] Redding, B., Choma, M. A. & Cao, H. Speckle-free laser imaging using random laser illumination. *Nature Photon* **6**, 355–359 (2012).

[Redding 15] B. Redding, P. Ahmadi, V. Mogan, M. Seifert, M. A. Choma, and H. Cao, "Low-spatial-coherence high-radiance broadband fiber source for speckle free imaging," *Opt. Lett.* **40**(20), 4607 (2015).

[Roelandt 15] S. Roelandt, Y. Meuret, D. K. G. De Boer, D. Bruls, P. Van De Voorde, and H. Thienpont, "Incoupling and outcoupling of light from a luminescent rod using a compound parabolic concentrator," *Opt. Eng* **54**(5), 055101 (2015).

[Rogalski 05] A. Rogalski, "HgCdTe infrared detector material: history, status and outlook," *Rep. Prog. Phys.* **68**(10), 2267–2336 (2005).

[Rondelez 22] N. Rondelez, A. Correia, W. Ryckaert, H. De Smet, D. Cuypers, and Y. Meuret, "Efficient transmissive remote phosphor configuration for a laser-driven high-luminance white light source," *Opt. Express* **30**(4), 5107 (2022).

[Sacchet 10] D. Sacchet, M. Brzezinski, J. Moreau, P. Georges, and A. Dubois, "Motion artifact suppression in full-field optical coherence tomography," *Appl. Opt.* **49**(9), 1480 (2010).

[Saini 21] T. S. Saini and R. K. Sinha, "Mid-infrared supercontinuum generation in soft-glass specialty optical fibers: A review," *Progress in Quantum Electronics* **78**, 100342 (2021).

[Sathian 17] J. Sathian, J. D. Breeze, B. Richards, N. McN. Alford, and M. Oxborrow, "Solid-state source of intense yellow light based on a Ce:YAG luminescent concentrator," *Opt. Express* **25**(12), 13714 (2017).

[Shanks 16] K. Shanks, S. Senthilarasu, and T. K. Mallick, "Optics for concentrating photovoltaics: Trends, limits and opportunities for materials and design," *Renewable and Sustainable Energy Reviews* **60**, 394–407 (2016).

[Shitikov 21] A. E. Shitikov, V. E. Lobanov, N. M. Kondratiev, A. S. Voloshin, E. A. Lonshakov, and I. A. Bilenko, "Self-Injection Locking of a Gain-Switched Laser Diode," *Phys. Rev. Applied* **15**(6), 064066 (2021).

[Siyushev 10] P. Siyushev, F. Kaiser, V. Jacques, I. Gerhardt, S. Bischof, H. Fedder, J. Dodson, M. Markham, D. Twitchen, F. Jelezko, and J. Wrachtrup, "Monolithic diamond optics for single photon detection," *Applied Physics Letters* **97**(24), 241902 (2010).

[Song 16] Y. H. Song, E. K. Ji, B. W. Jeong, M. K. Jung, E. Y. Kim, and D. H. Yoon, "High power laser-driven ceramic phosphor plate for outstanding efficient white light conversion in application of automotive lighting," *Sci Rep* **6**(1), 31206 (2016).

[Strittmatter 20] F. Strittmatter, M. Eisel, R. Brinkmann, J. Cordes, B. Lange, and R.

Sroka, "Laser-induced lithotripsy: a review, insight into laboratory work, and lessons learned," *Translational Biophotonics* **2**(1–2), (2020).

[Taleb 21] H. Taleb, P. Pichon, F. Druon, F. Balembos, and P. Georges, "LED-pumped femtosecond Cr:LiSAF regenerative amplifier system," *Opt. Lett.* **46**(10), 2421 (2021).

[Targ 91] R. Targ, M. J. Kavaya, R. M. Huffaker, and R. L. Bowles, "Coherent lidar airborne windshear sensor: performance evaluation," *Appl. Opt.* **30**(15), 2013 (1991).

[Taleb 22] H. Taleb, C. L. Blanc, E. Thellier, P. Pichon, F. Druon, F. Balembos, and P. Georges, "LED-pumped Cr:LiSAF laser system operating at 100 Hz based on a multipass amplifier," *Opt. Lett.* **47**(14), 3543 (2022).

[Todhunter 1886] I. Todhunter, *Spherical Trigonometry (5th ed.)*, MacMillan (1886).

[Tofsted 04] D. H. Tofsted and S. G. O'Brien, "Simulation of atmospheric-turbulence image distortion and scintillation effects impacting short-wave infrared (SWIR) active imaging systems," in W. R. Watkins, D. Clement, and W. R. Reynolds, eds. (2004), p. 160.

[The Tran 09] Nguyen The Tran, Jiun Pyng You, and F. G. Shi, "Effect of Phosphor Particle Size on Luminous Efficacy of Phosphor-Converted White LED," *J. Lightwave Technol.* **27**(22), 5145–5150 (2009).

[Turnbull 10] G. Turnbull, "Integrated organic photonics one step closer," *SPIE Newsroom* (2010).

[Tyazhev 22] A. Tyazhev, P. Loiko, L. Guillemot, A. Kouta, R. M. Solé, X. Mateos, M. Aguiló, F. Díaz, H. Dupont, P. Georges, F. Druon, A. Braud, A. Hideur, and P. Camy, "Excited-State Absorption and Upconversion Pumping of Monoclinic Tm:KLu(WO₄)₂ Crystals," in *Optica Advanced Photonics Congress 2022* (Optica Publishing Group, 2022), p. AT1A.1.

[Ueno 13] K. Ueno, E. G. Camargo, T. Katsumata, H. Goto, N. Kuze, Y. Kangawa, and K. Kakimoto, "InSb Mid-Infrared Photon Detector for Room-Temperature Operation," *Jpn. J. Appl. Phys.* **52**(9R), 092202 (2013).

[Vasilopoulou 20] M. Vasilopoulou, H. P. Kim, B. S. Kim, M. Papadakis, A. E. Ximim

Gavim, A. G. Macedo, W. Jose Da Silva, F. K. Schneider, M. A. Mat Teridi, A. G. Coutsolelos, and Abd. R. Bin Mohd Yusoff, "Efficient colloidal quantum dot light-emitting diodes operating in the second near-infrared biological window," *Nat. Photonics* **14**(1), 50–56 (2020).

[Vasilopoulou 21] M. Vasilopoulou, A. Fakharuddin, F. P. García De Arquer, D. G. Georgiadou, H. Kim, Abd. R. B. Mohd Yusoff, F. Gao, M. K. Nazeeruddin, H. J. Bolink, and E. H. Sargent, "Advances in solution-processed near-infrared light-emitting diodes," *Nat. Photon.* **15**(9), 656–669 (2021).

[Verstraete 22] M. Verstraete et M. Leconte, "SWIR light sources product offer, technology and market structure analyses" brochure d'un rapport PISEO (2022).

[Villars 15] B. Villars, E. Steven Hill, and C. G. Durfee, "Design and development of a high-power LED-pumped Ce:Nd:YAG laser," *Opt. Lett.* **40**(13), 3049 (2015).

[Vu 16] N. Vu and S. Shin, "A Concentrator Photovoltaic System Based on a Combination of Prism-Compound Parabolic Concentrators," *Energies* **9**(8), 645 (2016).

[Wang 13] F. Wang, X. Liu, Y. Yuan, and Y. Cai, "Experimental generation of partially coherent beams with different complex degrees of coherence," *Opt. Lett.* **38**(11), 1814–1816 (2013).

[Wang 15] S.-C. Wang, T.-I. Yang, D.-Y. Jheng, C.-Y. Hsu, T.-T. Yang, T.-S. Ho, and S.-L. Huang, "Broadband and high-brightness light source: glass-clad Ti:sapphire crystal fiber," *Opt. Lett.* **40**(23), 5594 (2015).

[Wang 18] Y. Wang, Y. Zhao, Z. Pan, J. E. Bae, S. Y. Choi, F. Rotermund, P. Loiko, J. M. Serres, X. Mateos, H. Yu, H. Zhang, M. Mero, U. Griebner, and V. Petrov, "78 fs SWCNT-SA mode-locked Tm:CLNGG disordered garnet crystal laser at 2017 nm," *Opt. Lett.* **43**(17), 4268 (2018).

[Wang 19] W. C. Wang, B. Zhou, S. H. Xu, Z. M. Yang, and Q. Y. Zhang, "Recent advances in soft optical glass fiber and fiber lasers," *Progress in Materials Science* **101**, 90–171 (2019).

[Weber 76] W. H. Weber and J. Lambe, "Luminescent greenhouse collector for solar radiation," *Appl. Opt.* **15**(10), 2299 (1976).

[Wilson 15] R. H. Wilson, K. P. Nadeau, F. B. Jaworski, B. J. Tromberg, and A. J. Durkin, "Review of short-wave infrared spectroscopy and imaging methods for biological tissue characterization," *J. Biomed. Opt.* **20**(3), 030901 (2015).

[Wright 92] S. P. Wright, E. J. Adamkiewicz, and P. F. Moulton, "High-average-power CTH:YAG for the medical environment," in D. M. Harris and S. D. Harman, eds. (1992), pp. 54–58.

[Yablonovitch 80] E. Yablonovitch, "Thermodynamics of the fluorescent planar concentrator," *J. Opt. Soc. Am.* **70**(11), 1362 (1980).

[Yan 15] R. Yan, K. H. Chan, H. Tom, J. C. Simon, C. L. Darling, and D. Fried, "Selective removal of dental caries with a diode-pumped Er:YAG laser," in P. Rechmann and D. Fried, eds. (2015), p. 930600.

[Yang 09] Y. Yang, I. D. W. Samuel, and G. A. Turnbull, "The Development of Luminescent Concentrators for Pumping Organic Semiconductor Lasers," *Adv. Mater.* **21**(31), 3205–3209 (2009).

[Yang 20] I. Yang, S. Kim, M. Niihori, A. Alabadla, Z. Li, L. Li, M. N. Lockrey, D.-Y. Choi, I. Aharonovich, J. Wong-Leung, H. H. Tan, C. Jagadish, and L. Fu, "Highly uniform InGaAs/InP quantum well nanowire array-based light emitting diodes," *Nano Energy* **71**, 104576 (2020).

[Ye 10] S. Ye, F. Xiao, Y. X. Pan, Y. Y. Ma, and Q. Y. Zhang, "Phosphors in phosphor-converted white light-emitting diodes: Recent advances in materials, techniques and properties," *Materials Science and Engineering: R: Reports* **71**(1), 1–34 (2010).

[Yuan 22] L. Yuan, Y. Jin, H. Wu, K. Deng, B. Qu, L. Chen, Y. Hu, et R.-S. Liu, "Ni²⁺-Doped Garnet Solid-Solution Phosphor-Converted Broadband Shortwave Infrared Light-Emitting Diodes toward Spectroscopy Application," *ACS Appl. Mater. Interfaces* **14**(3), 4265–4275 (2022).

[Zakel 05] A. Zakel, G. J. Wagner, A. C. Sullivan, J. F. Wenzel, W. J. Alford, and T. J. Carrig, "High-brightness, rapidly-tunable Cr: ZnSe lasers," in *Advanced Solid-State Photonics* (OSA, 2005), p. MD2.

[Zervas 14] M. N. Zervas and C. A. Codemard, "High Power Fiber Lasers: A Review," *IEEE J. Select. Topics Quantum Electron.* **20**(5), 219–241 (2014).

[Zhang 15] J. Zhang, M. Wang, Y. Zhang, H. He, W. Xie, M. Yang, J. Ding, J. Bao, S. Sun, and C. Gao, "Optimization of large-size glass laminated luminescent solar concentrators," *Solar Energy* **117**, 260–267 (2015).

[Zhang 22] Y. Zhang, S. Miao, Y. Liang, C. Liang, D. Chen, X. Shan, K. Sun, and X.-J. Wang, "Blue LED-pumped intense short-wave infrared luminescence based on Cr³⁺-Yb³⁺-co-doped phosphors," *Light Sci Appl* **11**(1), 136 (2022).

[Zhao 13] Y. Zhao and R. R. Lunt, "Transparent Luminescent Solar Concentrators for Large-Area Solar Windows Enabled by Massive Stokes-Shift Nanocluster Phosphors," *Adv. Energy Mater.* **3**(9), 1143–1148 (2013).

[Zheludev 07] N. Zheludev, "The life and times of the LED — a 100-year history," *Nature Photon* **1**(4), 189–192 (2007).

[Zhmakin 11] A. I. Zhmakin, "Enhancement of light extraction from light emitting diodes," *Physics Reports* **498**(4–5), 189–241 (2011).