

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

Spécialité : **Optique et Radio-fréquences**

Arrêté ministériel : 7 Août 2006

Présentée par

Florent Pallas

Thèse dirigée par **Guy Vitrant**

et codirigée par **Jean-François Roux**

préparée au sein **Institut de Microélectronique, Électromagnétisme et Photonique Laboratoire d'Hyperfréquence et Caractérisation.**

et de **École Doctorale Électronique, Électrotechnique, Automatismes et Traitement du Signal**

Etude théorique et expérimentale du fonctionnement bifréquence de microlasers continus et impulsions pour la génération d'ondes RF et THz

Thèse soutenue publiquement le **1er octobre 2012**,
devant le jury composé de :

Benoît Boulanger

Pr, Université Joseph Fourier, Président

François Balembois

Pr, Université Paris Sud, Rapporteur

Alain Brenier

Dr, Université Claude Bernard à Lyon, Rapporteur

Michel Lefebvre

Dr, ONERA à Palaiseau, Examineur

Guy Vitrant

CR, Grenoble-INP, Directeur de thèse

Jean-François Roux

MCF, Université de Savoie, Co-Directeur de thèse

Antoine Kevorkian

Ing, Teem Photonics à Meylan, Invité



A Manou.

REMERCIEMENTS

Mes premiers remerciements vont à Gérard Ghibaudo qui m'a accueilli au sein du laboratoire IMEP-LaHC dans d'excellentes conditions de travail.

Je suis très reconnaissant à François Balembois et Alain Brenier d'avoir accepté de juger mon travail et de l'avoir fait avec autant d'attention. Je remercie également Benoît Boulanger, Michel Lefebvre et Antoine Kevorkian d'avoir accepté de faire partie de mon jury. Un grand merci à tous pour l'intérêt que vous avez porté à mon travail et pour les discussions intéressantes que cela a engendrées.

Je remercie vivement Guy Vitrant et Jean-François Roux, mes directeurs de thèse, pour avoir accepté de travailler avec moi. Merci pour votre remarquable encadrement scientifique et pour avoir su m'aiguiller aux moments opportuns tout en me laissant explorer mes propres voies. Vous formez une belle équipe complémentaire, j'ai beaucoup appris à vos côtés sur les plans scientifique et personnel.

Merci également à Emilie Hérault (que j'ai trop peu remerciée jusqu'à maintenant) pour sa bonne humeur et ses coups de pouce tout au long de ma thèse, depuis le démarrage jusqu'aux cinq dernières minutes avant la soutenance, en passant par ma première conférence internationale.

Les manip comme celles qui sont présentées ici ne se font pas toutes seules et je tiens donc à remercier grandement Grégory Grosa et Aude Bouchard pour leur assistance technique, leur compétence scientifique et (surtout) leur sympathie irréprochables : ce travail ne se serait pas fait sans vous (ou peut-être en 6 ou 7 ans).

Merci à tous les membres du laboratoire qui ont su m'apporter une aide à un moment où j'en avais besoin : Bertrand et Hana lors de mes essais laborieux avec le BDN, Davide et Nicolas pour le montage électronique de mes photodiodes, Elise et Lionel pour les précieux conseils avant la soutenance, et également Manu, Jean-Louis, Fred, Thomas pour les discussions et les suggestions qui m'ont permis d'avancer et d'étudier de nouvelles pistes.

Je remercie également toutes les personnes que j'ai croisées régulièrement durant ces

trois années et avec qui j'ai pu partager des discussions pouvant indifféremment aller de la découverte du boson de Higgs à la critique enflammée du dernier blockbuster : Alina, Amélie, Anne-Laure, Arnaud, Bruno, Flora, Imed, Irina, Karim, Léonce, Rémi, Renan, Vincent, Vitor, Vlad.

Merci à Amer dont l'amitié et la gentillesse sans faille (ainsi que les arrivages annuels de délicieux gâteaux libanais) m'ont fait oublier quelques inévitables "manips-qui-ne-marchent-jamais".

Un très grand merci aussi à Zine pour m'avoir permis d'accéder au très prisé bureau A440, pour ses conseils sur L^AT_EX et Origin et pour les discussions sans cesse renouvelées sur la musique, les mêmes internet ou les séries américaines ; en bref, pour avoir indirectement contribué à faire avancer ma thèse.

Parlons-en du bureau A440 : merci beaucoup à Inès, François, Simon et Fabien pour leur bonne humeur et leur disponibilité indéfectible pour tout ce qui pourrait sortir du cadre scientifique. Merci d'avoir fait de cet endroit un lieu de travail vraiment agréable.

Je tiens à remercier aussi les membres de mon groupe : Soline, Nico et Pierre-Yves pour tout le (tortueux) chemin parcouru. Ces nombreuses heures passées ensemble ont été d'une grande importance pour moi et m'ont très certainement permis de venir à bout de cette thèse. Merci pour leur patience, leur ouverture d'esprit et bon vent !

Merci enfin à toute ma famille pour son soutien inconditionnel. Un immense merci en particulier à mes parents pour leurs nombreux conseils et (tant pis pour la répétition) leur soutien sans faille. Merci aussi à mes frères et sœur Sylvain, Lucille et Léo. Je suis vraiment reconnaissant (et fier !) de pouvoir toujours compter sur vous.

Mes derniers remerciements vont à celle qui m'a accompagné et supporté au quotidien, et avec qui j'ai pu partager des très hauts et des très bas durant ces trois années. Sois encore mille fois remerciée pour ton dévouement et tes sacrifices. Je te souhaite une grande réussite dans tes projets également, tu le mérites plus que quiconque. Merci élo.

Grenoble, le 10 décembre 2012.

TABLE DES MATIÈRES

INTRODUCTION GÉNÉRALE	1
1 LES SOURCES DANS LE DOMAINE TÉRAHERTZ	5
1.1 INTÉRÊT DES THZ ET APPLICATIONS	7
1.2 LES SOURCES THZ	8
1.2.1 Les sources électroniques	9
1.2.2 Les sources optiques	15
1.3 LES SOURCES OPTO-ÉLECTRONIQUES	20
1.3.1 La génération de signaux THz impulsionnels	21
1.3.2 La génération de signaux THz par photomélange	25
CONCLUSION	29
2 MODÉLISATION DES LASERS À UNE ET PLUSIEURS LONGUEURS D'ONDE	31
2.1 LES LASERS MONOCHROMATIQUES	33
2.1.1 Les lasers continus	33
2.1.2 Les lasers impulsionnels à déclenchement passif	40
2.2 LES LASERS À DEUX LONGUEURS D'ONDE	56
2.2.1 Les lasers continus multi-longueurs d'onde	56
2.2.2 Les lasers impulsionnels multi-longueurs d'onde	63
CONCLUSION	66
3 LASER BI-LONGUEURS D'ONDE À CAVITÉ DÉALIGNÉE	69
3.1 ETUDE SPECTROSCOPIQUE DES CRISTAUX DE Nd :GdVO ₄	71
3.2 LASER CONTINU À CAVITÉ DÉALIGNÉE	73
3.2.1 Dispositif expérimental	73
3.2.2 Conditions d'émission continue à 2 longueurs d'onde	75
3.2.3 Influence de la longueur de la cavité	79
3.2.4 Somme de fréquence	81
3.2.5 Compétition de gain dans la cavité désalignée	82
3.3 LASER IMPULSIONNEL À CAVITÉ DÉALIGNÉE	83
3.3.1 Dispositif expérimental	83

3.3.2	Instabilité et alternance des impulsions	86
	CONCLUSION	88
4	LASER BI-LONGUEURS D'ONDE À DEUX CRISTAUX	89
4.1	LASER CONTINU À DEUX CRISTAUX	91
4.1.1	Dispositif expérimental	91
4.1.2	Emission continue à deux longueurs d'onde	93
4.2	LASER IMPULSIONNEL PASSIF À DEUX CRISTAUX	95
4.3	LASER IMPULSIONNEL À DEUX CRISTAUX DÉCLENCHÉ EXTÉRIEUREMENT	100
4.3.1	Déclenchement externe	100
4.3.2	Dispositif expérimental	101
4.3.3	Conditions de synchronisation	104
4.3.4	Améliorations futures	108
	CONCLUSION	112
5	LA GÉNÉRATION OPTIQUE DANS LE DOMAINE DES RADIO-FRÉQUENCES	113
5.1	DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL	115
5.2	INTERVALLES EXPÉRIMENTAUX ENTRE MODES LONGITUDINAUX	116
5.3	MODÉLISATION DE LA CAVITÉ À 3 MIROIRS	118
5.4	INTERPRÉTATION DU MODÈLE ET CONFRONTATION AUX MESURES	121
	CONCLUSION	129
	CONCLUSION GÉNÉRALE	131
A	ANNEXE	135
A.1	DESCRIPTION DU DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL	137
A.1.1	Calcul de la quantité de lumière réfléchie sur la photodiode	137
A.1.2	Description du monochromateur	138
	BIBLIOGRAPHIE	141

LISTE DES FIGURES

1	Le domaine des THz au sein du spectre électro-magnétique (Lee 2009).	2
---	--	---

1.1	Puissance des différentes sources THz en fonction de la fréquence d'émission, révélant la présence d'un "fossé THz" (Coutaz (2008) p. 22, d'après un document du <i>THz Technology Trend Investigation Committee</i>).	6
1.2	Atténuation atmosphérique au niveau de la mer pour différentes conditions météorologiques. Les bandes bleues indiquent les quelques fenêtres de transmission présentes au dessus de 200 GHz (Yang et al. 2011).	7
1.3	Performances des différents composants électroniques à partir de 100 GHz. L'utilisation de multiplicateurs de fréquence à base diodes Schottky est le seul moyen d'obtenir des puissances raisonnables au dessus de 300 GHz (Eisele 2010b).	10
1.4	A gauche, les niveaux d'énergie de la bande de valence et de la bande de conduction dans le GaAs (Van Zyl et al. 1998). On remarquera la présence des différentes vallées dans la bande de conduction (notamment Γ et L), à l'origine du phénomène de résistance différentielle négative des diodes Gunn. A droite, la caractéristique courant-tension d'une diode Gunn (Amir et al. 2010).	11
1.5	Niveaux d'énergie de la diode à effet tunnel (à gauche), de la diode à effet tunnel résonnant (au centre) et la caractéristique courant-tension correspondante (à droite) pour différentes tensions de polarisation appliquées (Haddad et Mazumder 1997).	12
1.6	Schéma du laser à électrons libres (Ortega 1996).	13
1.7	Représentation schématique du principe de fonctionnement d'un laser à cascade quantique. Les transitions radiatives (respectivement non radiatives) sont représentées par une flèche en trait plein rouge (en pointillés noirs). Les flèches bleues symbolisent la traversée d'une barrière de potentiel par effet tunnel.	16
1.8	Probabilités de présence des électrons sur les différents niveaux d'énergie d'un laser à cascade quantique. La transition radiative THz relie le niveau 5 au niveau 4, les électrons étant amenés sur le niveau 5 via le doublet d'injection $1' - 2'$. Après émission du photon THz, l'électron arrive dans la couche d'extraction et se désexcite rapidement en créant un phonon, ce qui permet de maintenir une bonne inversion de population entre les niveaux actifs. Il passe ainsi du doublet 3 - 4 au doublet d'injection 1 - 2, ce qui lui permet finalement d'accéder au motif suivant après la traversée de la couche d'injection (Hu et al. 2005).	17

1.9	A gauche, un oscillateur paramétrique THz comprenant une cavité optique résonante à la longueur d'onde du complémentaire. A droite, un générateur paramétrique THz pour lequel la longueur d'onde complémentaire est injectée à l'entrée des cristaux non-linéaires (Suizu et Kawase 2008).	18
1.10	Tableau présentant quelques transitions laser mises en œuvre dans les lasers à gaz moléculaire pompés optiquement (Lee (2009) p.132)	20
1.11	(a) : impulsion THz générée par redressement optique ; le courant en ordonnée est le courant induit dans le récepteur mesurant le champ THz. (b) : spectre correspondant obtenu par transformée de Fourier rapide (FFT) de l'impulsion temporelle (van Exter et Grischkowsky 1990).	23
1.12	A gauche, impulsion THz générée dans un cristal de ZnTe de $30 \mu\text{m}$ d'épaisseur (Han et Zhang 1998). A droite, impulsion THz générée dans un cristal de LiNbO ₃ de longueur 7,5 mm à domaines inversés (Weiss et al. 2001).	24
1.13	A gauche, antenne spiralée large bande relativement courante pour la génération par photomélange (Verghese et al. 1997). A droite, circuit électrique équivalent d'une antenne THz polarisée. Le gap semi-conducteur entre les électrodes métalliques se comporte comme une résistance variable R en parallèle avec un condensateur de capacité C , et l'antenne peut être représentée comme une résistance de charge R_a	26
2.1	Les trois interactions fondamentales entre photon et atome : (a) l'émission stimulée, (b) l'absorption, (c) l'émission spontanée.	33
2.2	Le laser continu typique : un système de pompage apportant de l'énergie à un milieu amplificateur placé dans un résonateur optique (ici deux miroirs).	34
2.3	Organisation des niveaux d'énergie dans un système à 3 niveaux (a) et à 4 niveaux (b). Les transitions représentées en pointillé sont des transitions non radiatives et de durée de vie très courtes (que l'on considèrera comme instantanées).	35
2.4	Laser continu tel qu'il sera modélisé par la suite. Le milieu amplificateur est un cristal à 4 niveaux d'énergie dont le pompage est effectué au moyen d'une diode laser à travers une extrémité du cristal. Cette face constitue un miroir de réflectivité R_1 pour la longueur d'onde d'émission du cristal mais transmet totalement la longueur d'onde de pompe.	36
2.5	Courbe d'évolution du gain $\gamma(\nu)$ en fonction du flux de photons ϕ mettant en évidence la saturation du gain. (Saleh et Teich (1991) p.504)	37
2.6	Modélisation numérique du laser continu monochromatique : évolution temporelle de la densité de photons φ dans la cavité et de l'inversion de population N appliquée au cas d'un laser Nd :YAG.	39

2.7	Lasers impulsions à déclenchement passif tel qu'il sera modélisé par la suite. Par rapport au cas continu présenté figure 2.4, un absorbant saturable de longueur l_{as} a été ajouté dans la cavité, directement contre le cristal.	40
2.8	Organisation des niveaux d'énergie d'un absorbant saturable à 4 niveaux. Les transitions représentées par une flèche ondulée sont non radiatives et considérées comme instantanées. L'absorption du rayonnement laser fait initialement passer les atomes du niveau d'énergie 1 vers le niveau d'énergie 3 (Koechner et Bass (2003) p.303).	41
2.9	Evolution du coefficient de transmission d'un absorbant saturable à 4 niveaux (Cr^{4+} :YAG) en fonction de la densité d'énergie de l'impulsion (Burshtein et al. 1998).	42
2.10	Evolution du gain γ (courbe bleue), des pertes α_r (courbe verte en pointillés) et de la densité de photon φ (courbe rouge) en fonction du temps lors du fonctionnement d'un laser à déclenchement passif.	43
2.11	Modélisation numérique de la densité de photons φ , du gain et des pertes lors d'une impulsion d'un laser à déclenchement passif.	51
2.12	Résultats de la modélisation d'une impulsion pour 4 valeurs différentes de $\varphi(0, t_i)$, tous les autres paramètres étant identiques. Les courbes de densité de photons sont représentées en échelle logarithmique pour mettre en évidence les valeurs de départ différentes.	53
2.13	Effet de la réflectivité du miroir de sortie R_{out} sur la largeur à mi-hauteur et la densité de photons maximale en sortie du laser φ_{out}^{max}	54
2.14	Effet de l'épaisseur d'air l_{air} dans la cavité sur la largeur à mi-hauteur et la densité de photons maximale en sortie du laser φ_{out}^{max}	54
2.15	Effet du coefficient d'absorption α_{as} de l'absorbant saturable sur la largeur à mi-hauteur et la densité de photons maximale en sortie du laser φ_{out}^{max}	55
2.16	Organisation des niveaux d'énergie dans un cristal pouvant être utilisé pour un laser à deux longueurs d'onde. Les transitions représentées en pointillé sont des transitions non radiatives et de durée de vie très courtes (que l'on considèrera comme instantanées).	57
2.17	Modélisation numérique des densités de photons φ_i pour un laser continu. Les 6 modes simulés sont répartis en 2 groupes de 3 modes longitudinaux successifs : les modes 11, 12 et 13 sont centrés sur la raie à 1063 nm du cristal Nd :GdVO ₄ , les modes 21, 22 et 23 sur la raie à 1065 nm.	60
2.18	Organisation des modes longitudinaux autour d'un pic de section efficace.	61

2.19	Modélisation numérique des densités de photons φ_i pour un laser continu. Les paramètres ont été choisis afin d'augmenter le recouvrement entre modes longitudinaux successifs par rapport au recouvrement entre modes de raies laser différentes : diminution de la longueur du cristal l_g et augmentation de la longueur de la cavité l_{air}	62
2.20	Modélisation numérique des densités de photons φ_i pour un laser impulsionnel. Le laser se stabilise sur une alternance entre une impulsion avec le mode 21 seul (à gauche), et une impulsion avec les modes 22 et 23 (à droite). Le taux de répétition est d'environ 17 kHz.	65
3.1	Diagramme des niveaux d'énergie du néodyme dans la matrice de $Y_3Al_5O_{12}$ (YAG) (Koechner et Bass (2003) p.59).	71
3.2	Section efficace d'émission stimulée du Nd :GdVO ₄ pour des cristaux a-cut ($E // \sigma$ et $E // \pi$) et c-cut ($E // \sigma$ uniquement) (Sato et Taira 2005).	72
3.3	Dispositif expérimental du laser continu émettant à 1063 nm et 1065 nm avec miroir de sortie inclinable.	74
3.4	Spectre d'émission du laser à cavité désalignée en régime continu, pour une longueur de cavité de 4 mm.	76
3.5	Mesure de la puissance à 1063 nm et 1065 nm en sortie du laser en fonction de l'angle d'inclinaison du miroir de sortie pour une cavité de longueur totale 4 mm.	77
3.6	Dépendance du ratio η à l'angle d'inclinaison α du miroir de sortie pour deux conditions de pompage différentes. La courbe 1 correspond aux données présentée sur la figure 3.5.	78
3.7	Les profils transverses du faisceau laser pour trois valeurs croissantes de α (de gauche à droite) sont présentés sur la première ligne. Les images des spectres correspondants sont placées en dessous.	79
3.8	Evolution du ratio η en fonction de l'angle d'inclinaison α du miroir de sortie pour différentes longueurs de cavité.	80
3.9	Représentation schématique du décalage spatial d'un rayon après réflexion sur le miroir de sortie incliné d'un angle α . Pour plus de clarté, les angles sont largement surévalués.	80
3.10	Spectre obtenu après le cristal non-linéaire mettant en évidence le processus de somme de fréquence (SF) coexistant avec celui de génération de seconde harmonique (GSH) pour chacun des deux modes.	82
3.11	Circuit électrique mis en place pour la visualisation des impulsions à chaque longueur d'onde.	84
3.12	Photographie du boîtier contenant la photodiode mettant en évidence les différents éléments du dispositif.	85

3.13	Enregistrement d'une série d'impulsions à chacune des deux longueurs d'onde grâce aux deux photodiodes rapides. La résistance R_0 utilisée ici vaut 10 k Ω . On notera l'instabilité du pattern enregistré et l'alternance non souhaitée entre les deux longueurs d'onde.	86
3.14	Enregistrement d'une série d'impulsions à chacune des deux longueurs d'onde grâce aux deux photodiodes rapides, dans les mêmes conditions expérimentales que la figure 3.13. Les traits en pointillés bleus mettent en évidence la synchronisation de quelques impulsions.	87
4.1	Dispositif expérimental du laser à deux cristaux en régime continu.	91
4.2	Section efficace d'émission stimulée du cristal de Nd :YVO ₄ pour la transition du niveau $^4F_{3/2}$ vers le niveau $^4I_{11/2}$ (Sato et Taira 2002).	91
4.3	Spectre d'émission du cristal de Nd :YVO ₄ seul dans la cavité laser.	92
4.4	Spectre d'émission du laser continu à 2 cristaux.	93
4.5	Evolution de la puissance à chacun des trois modes apparaissant sur la figure 4.4 en fonction de la position des cristaux par rapport à la lentille GRIN.	94
4.6	Spectre d'émission du laser à 2 cristaux en régime impulsionnel passif avec un cristal de Cr :YAG de coefficient de transmission de 89%.	96
4.7	Enregistrement d'une série d'impulsions typique du laser impulsionnel passif à 2 cristaux.	97
4.8	Enregistrement d'une série d'impulsions du laser impulsionnel passif à 2 cristaux dans les mêmes conditions expérimentales que la figure 4.7.	98
4.9	Evolution de l'intensité à deux longueurs d'onde différentes en fonction de la position dans l'absorbant. Si l'absorbant est trop épais, celui-ci contiendra toujours des zones de faible recouvrement des intensités (partie droite de la figure).	99
4.10	Dispositif expérimental du laser impulsionnel à deux cristaux comprenant le système de déclenchement optique externe du blanchiment de l'absorbant saturable.	101
4.11	Evolution de la distance z' en fonction de la distance z pour une focale de 6 cm et pour différentes valeurs du waist objet.	103
4.12	Evolution du temps de répétition du laser maître en fonction du courant alimentant sa diode de pompe.	104
4.13	Enregistrements de différentes séries d'impulsions du laser esclave en fonctionnement libre (sans déclenchement externe) dans les mêmes conditions expérimentales.	105
4.14	Train d'impulsions synchrones résultant d'un déclenchement externe optimal.	105
4.15	Evolution du taux de synchronisation des impulsions du laser esclave en fonction du temps de répétition du laser maître.	106

4.16	Profil temporel d'une impulsion déclenchée par le laser maître mettant en évidence le très bon recouvrement entre les deux longueurs d'onde.	107
4.17	Spectre obtenu après le cristal non-linéaire dans des conditions optimales de déclenchement. La présence du pic central montre la réussite du processus de mélange et témoigne bien de la simultanéité des impulsions. En encart, le même spectre mesuré lorsque le déclenchement externe est éteint et pour lequel le pic dû à la génération de somme de fréquence est absent.	109
4.18	Cavité laser à déclenchement externe transverse proposée par Cole et al. (2009). En utilisant des cristaux de longueurs inférieures à 3 mm, on obtiendrait une cavité optimisée inférieure au cm.	111
4.19	Configuration utilisant un cube polariseur pour introduire le faisceau laser maître dans la cavité.	111
5.1	Dispositif expérimental du laser continu destiné à la génération de radiofréquences.	115
5.2	Spectre obtenu avec le cristal de Nd :GdVO ₄ c-cut et $l_{air} \approx 2$ mm, faisant apparaître des modes longitudinaux espacés de 66,7 GHz environ.	116
5.3	Spectre obtenu avec le cristal de Nd :GdVO ₄ c-cut et $l_{air} \approx 3$ mm, faisant apparaître des modes longitudinaux espacés de 44,5 GHz environ.	117
5.4	Relevé des différents intervalles entre modes longitudinaux en fonction de la longueur l_{air} (carrés noirs). La courbe rouge présente l'évolution de l'intervalle spectral libre de la sous-cavité d'air en fonction de l_{air} , les courbes verte et bleue correspondent respectivement à 2 et 3 fois cet intervalle. Enfin, la courbe de l'intervalle spectral libre de la cavité laser totale est représentée en magenta.	118
5.5	Laser à 3 miroirs prenant en compte la réflectivité non nulle de la face traitée AR du cristal.	119
5.6	(a) Représentation schématique d'une onde plane incidente d'amplitude 1 arrivant de la gauche sur le traitement multi-couches constituant le miroir M ₃ ; (b) même situation après application de la symétrie temporelle.	120
5.7	Modulation de l'inversion seuil en prenant en compte la réflectivité non nulle de la face traitée AR du cristal. Les valeurs ont été calculées à partir de la courbe de section efficace du Nd :GdVO ₄ autour de 1065 nm, avec $l_g = 3,48$ mm, $l_{air} = 2$ mm, $R_3 = 0,5\%$ et $R_2 = 95\%$. La figure en encart présente l'évolution de R_{eq} en fonction de la longueur d'onde. Par ailleurs, les points rouges sur les deux courbes montrent les positions des modes longitudinaux sélectionnés par la cavité laser totale.	122

5.8	Courbe de l'inversion seuil N_t en fonction de la longueur d'onde, pour $l_{air} = 1$ mm (en noir). Les points rouges indiquent les positions des modes longitudinaux pouvant exister dans la cavité laser totale.	123
5.9	Courbe de l'inversion seuil N_t en fonction de la longueur d'onde, pour $l_{air} = 4$ mm (en noir). Les points rouges indiquent les positions des modes longitudinaux pouvant exister dans la cavité laser totale.	124
5.10	Courbe de l'inversion seuil N_t en fonction de la longueur d'onde, pour $l_{air} = 6,1$ mm (en noir). Les points rouges indiquent les positions des modes longitudinaux pouvant exister dans la cavité laser totale.	125
5.11	Courbe de l'inversion seuil N_t en fonction de la longueur d'onde, pour $l_{air} = 7,029$ mm (en noir). Les points rouges indiquent les positions des modes longitudinaux pouvant exister dans la cavité laser totale.	126
5.12	Mesures de la fréquence des battements entre modes émis simultanément en fonction de la longueur d'air l_{air} dans la cavité (carrés noirs évidés). La courbe rouge représente l'évolution de $2\Delta\nu_f$ en fonction de l_{air} . L'encart montre un spectre mesuré avec l'analyseur de spectre à partir du signal généré par la photodiode rapide.	127
5.13	Evolution de la courbe d'inversion seuil (figure principale) et de la courbe de réflectivité équivalente (en encart) en fonction de la réflectivité R_3 du miroir M_3	128
A.1	Réflexions multiples sur la lame de verre destinée à réfléchir une partie du faisceau vers la photodiode pour la mesure de puissance moyenne émise. . .	137
A.2	Réfraction à une interface.	138
A.3	Représentation schématique de la diffraction sur un réseau. Sur le grossissement au niveau d'un pas du réseau, H et K sont respectivement les projetés orthogonaux des points A et B sur les rayons incident et réfléchi.	139

INTRODUCTION GÉNÉRALE

Les ondes térahertz (THz) sont des ondes électro-magnétiques dont la fréquence marque la frontière floue entre les micro-ondes et l'infra-rouge lointain. Ce domaine fréquentiel n'est pas anodin puisque nous verrons qu'il est à la croisée de deux mondes de la physique : l'électronique et l'optique. A ce titre il bénéficie d'un intérêt croissant depuis plusieurs décennies de par les défis technologiques qu'il engendre.

La plupart des chercheurs s'accordent à définir le domaine THz comme étant la région spectrale comprise entre 100 GHz et 10 THz, ce qui correspond à des longueurs d'onde comprises entre 3 mm et 30 μm et des énergies comprises entre 0,41 meV et 41 meV. Bien que de nombreux phénomènes physiques y possèdent une fréquence caractéristique, ce domaine spectral reste relativement peu exploré pendant la première moitié du XX^e siècle malgré quelques travaux débutant dès la fin du XIX^e siècle (Rubens et Nichols 1897, Nichols et Tear 1925). Cet état de fait vient très probablement du manque de sources puissantes, la source la plus répandue pour étudier le domaine de l'infra-rouge lointain étant alors le corps noir dont nous verrons les faibles performances. En effet, à cause de leur faible énergie, les photons THz sont difficiles à générer et à mesurer à température ambiante, d'autant plus que leur propagation dans l'atmosphère induit une forte atténuation. A partir des années 90, l'arrivée de lasers impulsions picosecondes puis femtosecondes rend possible la génération d'impulsions électro-magnétiques large bande permettant l'étude spectroscopique de nombreux matériaux. Cette nouvelle technologie relance l'intérêt pour ce domaine fréquentiel en faisant naître différentes applications, ce qui ne manque pas de susciter le développement de multiples méthodes de génération.

Parmi ces différentes méthodes, la génération opto-électronique par battement optique de deux modes laser est l'une des dernières en date et celle autour de laquelle s'articule le travail présenté dans ce manuscrit. Combinant les technologies des domaines de l'optique et de l'électronique, cette technique permet de générer des ondes électro-magnétiques monochromatiques de fréquence pouvant aller de plusieurs dizaines de THz jusqu'à 20 GHz. Le principe est d'éclairer un élément non-linéaire avec un rayonnement optique bifréquence afin d'émettre une onde THz dont la fréquence est égale à la différence des fréquences des deux ondes optiques. Ce manuscrit présente l'étude théorique et expérimentale de lasers permettant d'émettre simultanément de telles fréquences en régime continu et impulsional. Les objectifs sont de réaliser une source simple, bas coût, efficace et puissante en uti-

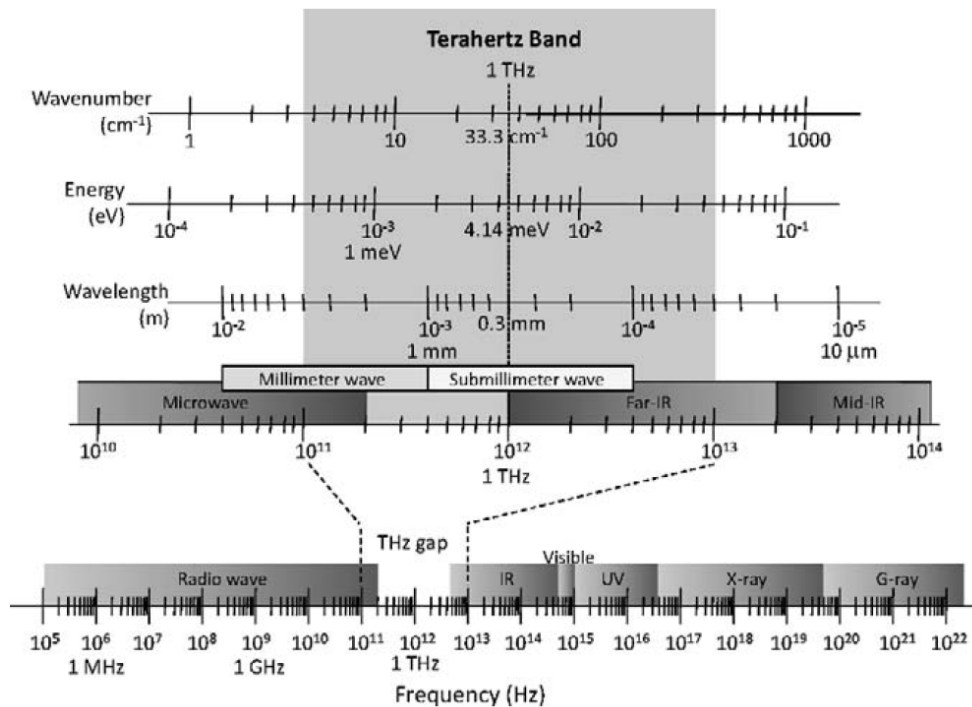


FIGURE 1 – Le domaine des THz au sein du spectre électro-magnétique (Lee 2009).

lisant des composants commerciaux classiques tel que des cristaux dopés au néodyme. La forte demande industrielle de systèmes clé en main fiables et peu onéreux, notamment dans le domaine de l'imagerie, rend cette approche cohérente et légitime.

Dans le premier chapitre, nous commencerons par présenter l'intérêt du domaine THz ainsi que les applications pouvant correspondre à une source THz intégrant notre travail. Nous présenterons ensuite les différentes sources existantes dans cette gamme de fréquences en détaillant leur principe de fonctionnement ainsi que leurs performances. Nous aurons alors l'occasion d'aborder les sources électroniques, puis les sources optiques et nous terminerons par les sources opto-électroniques qui nous permettront de spécifier quelques objectifs relatifs à notre laser bi-fréquence.

Lors du deuxième chapitre, nous détaillerons progressivement la modélisation d'un laser à plusieurs longueurs d'onde dans différents régimes de fonctionnement. Nous commencerons par poser quelques bases en explicitant la théorie du laser monochromatique en régime continu. Le traitement du laser monochromatique en régime impulsionnel sera l'occasion de faire ressortir les paramètres importants pour l'optimisation de la largeur des impulsions et de la puissance crête. Nous expliciterons ensuite la théorie relative à la compétition de gain nécessaire à la modélisation du laser continu à plusieurs longueurs d'onde. Nous terminerons enfin par ajouter le couplage des modes dans l'absorbant saturable permettant ainsi de traiter le régime impulsionnel.

Le troisième chapitre sera beaucoup plus expérimental et présentera un nouveau moyen de réguler la compétition de gain dans un laser bifréquence par l'inclinaison du miroir de sortie. Nous présenterons les résultats obtenus en régime continu puis impulsionnel avec un cristal c-cut de Nd :GdVO₄ en faisant ressortir les conditions optimales pour une émission équilibrée en puissance.

Le quatrième chapitre a pour but de résoudre certains problèmes constatés dans le chapitre précédent. Nous y traiterons une deuxième manière de contrôler la compétition de gain entre les modes laser en mettant en œuvre deux cristaux dans la cavité. Les résultats obtenus en régime impulsionnel amèneront à définir une nouvelle configuration utilisant un laser externe pour synchroniser efficacement les impulsions aux deux longueurs d'onde.

Enfin, le dernier chapitre sera dédié à la génération opto-électronique dans le domaine des radio-fréquences. Nous y montrerons comment nous avons pu sélectionner des intervalles inter-modes longitudinaux compris entre 20 GHz et 140 GHz. La modélisation d'une cavité à 3 miroirs sera ensuite présentée, permettant d'expliquer les différents intervalles mesurés. Nous terminerons par montrer des mesures de spectre du signal généré par une photodiode rapide éclairée par ce laser bifréquence, constituant la première réalisation de photomélangement effectuée avec ce laser.

Cette thèse a fait l'objet de trois publications : Pallas et al. (2010; 2011; 2012).

LES SOURCES DANS LE DOMAINE TÉRAHERTZ

SOMMAIRE

2.1	LES LASERS MONOCHROMATIQUES	33
2.1.1	Les lasers continus	33
2.1.2	Les lasers impulsionnels à déclenchement passif	40
2.2	LES LASERS À DEUX LONGUEURS D'ONDE	56
2.2.1	Les lasers continus multi-longueurs d'onde	56
2.2.2	Les lasers impulsionnels multi-longueurs d'onde	63
	CONCLUSION	66

L e domaine des THz profite d'un regain d'intérêt depuis plusieurs décennies grâce aux nouvelles possibilités que cette gamme de fréquences offre dans les domaines de la médecine, de la sécurité, de la radio-astronomie et de l'environnement. Néanmoins, la transition scientifique du milieu académique vers l'industrie est relativement lente. Cet état de fait est principalement dû à la position particulière de cette gamme de fréquences dans le spectre électromagnétique, marquant la frontière entre le domaine de l'électronique et le domaine de l'optique. En effet, la plupart des sources et des détecteurs THz sont inspirés de solutions existant déjà dans ces deux domaines. Les fréquences d'oscillation sont ainsi poussées vers le haut pour l'électronique et vers le bas pour l'optique, ce qui est majoritairement effectué au détriment de la puissance émise. Il existe donc un "fossé THz" du point de vue de la puissance des sources disponibles, la figure 1.1 témoignant de l'absence de source puissante, efficace et compacte, plus particulièrement entre 300 GHz et 3 THz.

Afin de situer notre approche au sein des nombreuses solutions existantes, nous nous proposons de dresser un état de l'art des différentes sources THz. Nous commencerons par

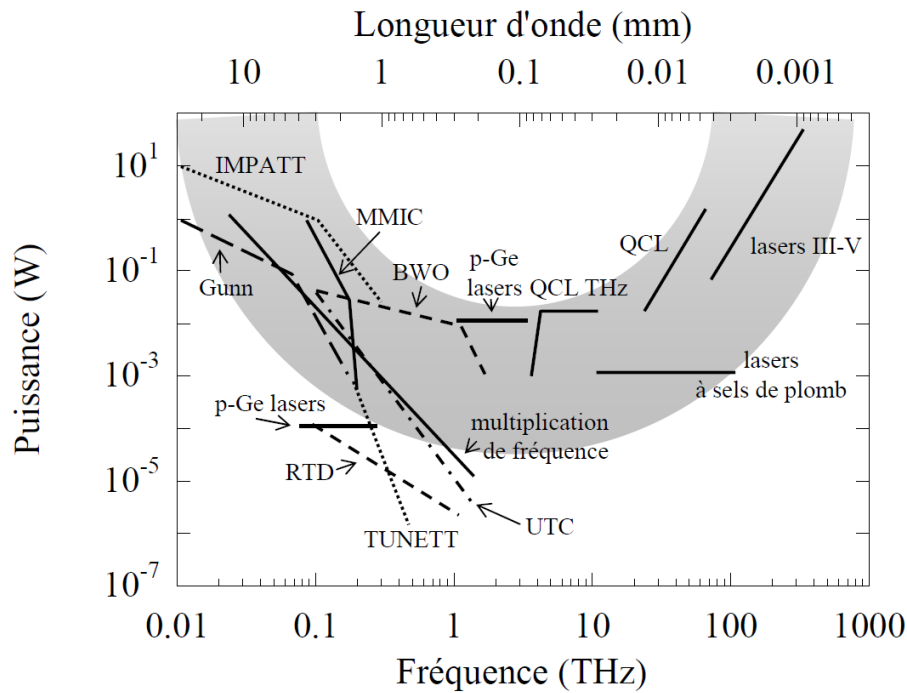


FIGURE 1.1 – Puissance des différentes sources THz en fonction de la fréquence d'émission, révélant la présence d'un "fossé THz" (Coutaz (2008) p. 22, d'après un document du *THz Technology Trend Investigation Committee*).

étudier les besoins apparus depuis l'émergence des premières sources THz en présentant les applications majeures. Ceci nous permettra d'identifier des applications qui pourraient tirer profit de sources à base de lasers bi-fréquences tels que ceux développés dans cette thèse. Nous passerons ensuite en revue les différentes sources émettant dans le domaine THz en présentant leur fonctionnement ainsi que les fréquences et puissances accessibles. Cette deuxième partie sera naturellement scindée en trois sous-parties décrivant les trois grands types de génération THz : les sources électroniques, les sources optiques et les sources opto-électroniques.

1.1 Intérêt des THz et applications

Il existe de nombreux phénomènes physiques présentant une caractéristique spectrale dans le domaine des THz. Citons par exemple les transitions interbandes dans les semiconducteurs (à l'origine des lasers à cascade quantique et des diodes à effet tunnel résonant), les phonons dans les cristaux, ou encore les transitions énergétiques liées aux rotations et vibrations dans les molécules (à l'origine notamment des lasers à gaz moléculaire). Les applications dans le domaine des THz ont donc pour objectif de mettre en œuvre ces interactions entre ondes THz et matière afin de tirer parti de cette richesse de signatures spectrales encore peu exploitée. Les deux principaux champs d'applications sont la spectroscopie et l'imagerie, auxquels viennent s'ajouter la détection hétérodyne pour la radioastronomie ou encore les télécommunications sans fil à très haut débit.

La spectroscopie THz fait l'objet d'un grand intérêt car les nombreuses raies d'absorption dans cette région spectrale permettent de caractériser et d'identifier de nombreuses molécules, offrant des nouvelles possibilités dans les domaines de la sécurité, de la chimie et de la médecine. Ces applications nécessitent généralement une source émettant sur un spectre large-bande, ce qui est incompatible avec la méthode de génération que nous avons

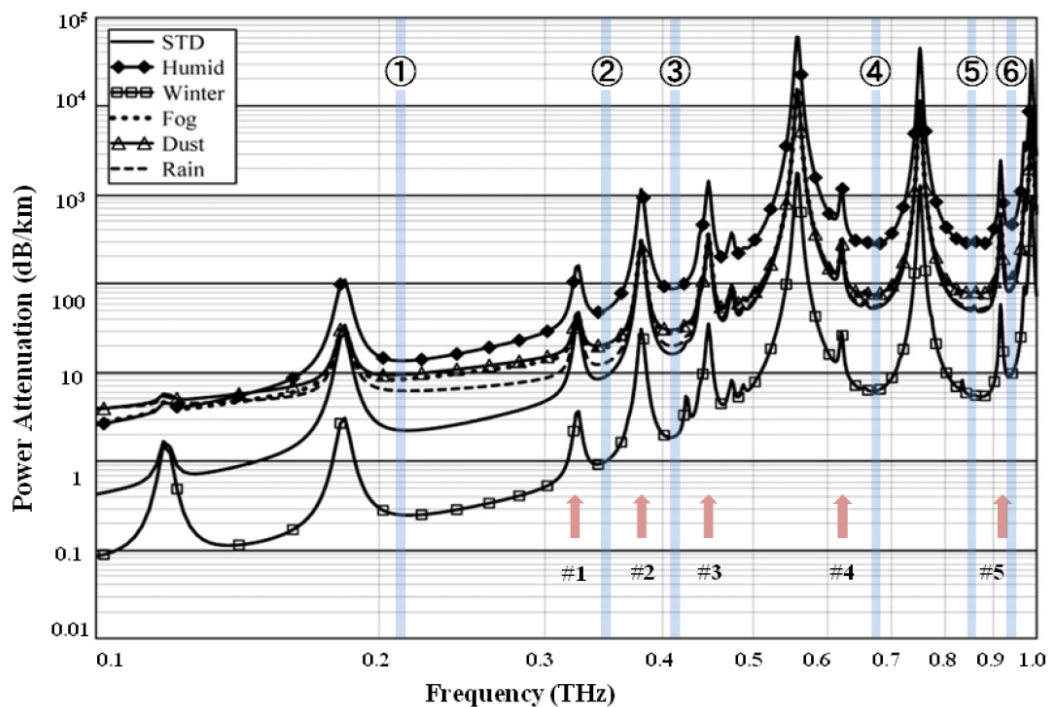


FIGURE 1.2 – Atténuation atmosphérique au niveau de la mer pour différentes conditions météorologiques. Les bandes bleues indiquent les quelques fenêtres de transmission présentes au dessus de 200 GHz (Yang et al. 2011).

envisagée. A l'inverse, l'imagerie THz tire son intérêt du comportement différent en absorption de certains matériaux dans cette gamme de fréquence, ce qui permet de "voir" à travers ceux-ci (détection d'armes sous des vêtements par exemple) et de déceler des défauts internes (caries dentaires dans le domaine de la médecine, ou encore inspection de couches de semi-conducteur), alors que ces matériaux sont opaques pour d'autres gammes de fréquences. L'imagerie THz active (*i.e.* utilisant une source d'éclairage dans le domaine des THz) est généralement préconisée à cause de la forte absorption atmosphérique (voir paragraphe suivant et figure 1.2), le processus d'imagerie pouvant alors être réalisé en réflexion ou en transmission. Pour la plupart des applications citées, les contraintes sur les sources sont assez souples : étant donné que le but est simplement de mesurer un flux lumineux, il est possible d'utiliser des sources monochromatiques et le besoin d'une grande stabilité temporelle en longueur d'onde et en intensité n'est pas critique. Une source optoélectronique à base de laser solide convient donc parfaitement à ce type d'applications, la compacité et le faible coût étant autant de points positifs en vue d'une industrialisation. On choisira donc l'imagerie comme ligne de conduite afin de spécifier quelques unes des caractéristiques visées.

Un des principaux obstacles auxquels se heurte l'utilisation des THz est la forte absorption atmosphérique due à la présence importante de vapeur d'eau dans l'air. L'eau présente en effet de très fortes raies d'absorption au dessus de 100 GHz comme le montre la figure 1.2. On remarquera cependant quelques fenêtres spectrales moins absorbantes (représentées par une bande bleue), notamment vers 320 GHz, 670 GHz et 850 GHz. Pour des applications d'imagerie, la résolution désirée est de l'ordre du millimètre ou inférieure, ce qui correspond à une fréquence minimale de 300 GHz. La bande spectrale comprise entre 300 GHz et 1 THz représente donc un bon compromis entre résolution et absorption. Par ailleurs, nous verrons que certaines sources offrant des puissances satisfaisantes existent déjà en dehors de cette bande. La partie suivante a en effet pour but de présenter les performances des différentes sources dont la fréquence d'émission se trouve entre 100 GHz et 10 THz ainsi que leur principe de fonctionnement.

1.2 Les sources THz

Il existe de nombreux types de sources émettant dans le domaine des THz, dont les principes physiques mis en jeu sont très variés. Une des sources les plus simples à mettre en œuvre est le rayonnement du corps noir. Selon la loi de Planck, un corps noir chauffé émet en effet un rayonnement dont le spectre est continu et infiniment étendu. Cependant pour obtenir un pic d'émission à 1 THz, la température du corps noir doit être d'environ 10 °K ce qui induit un rayonnement très faible. Si l'on élève la température, la puissance totale rayonnée augmente mais la fréquence pour laquelle la luminance est maximale se décale

vers le visible. La faible puissance accessible dans le domaine THz (de l'ordre du nW) et le caractère incohérent du rayonnement destine plutôt ce type de source à la calibration de systèmes infrarouges (détecteurs, caméras) qu'à une utilisation pour une des applications citées précédemment.

1.2.1 Les sources électroniques

Les sources électroniques THz sont des sources utilisant le transport d'électrons pour générer une onde à la fréquence désirée. Nous y avons regroupé deux grands types de sources : les sources issues du domaine des radio-fréquences et inspirées des circuits électroniques oscillants (diodes à résistance différentielle négative), et les sources mettant en œuvre un couplage entre un faisceau d'électrons et l'onde THz (laser à électrons libres et carnotrons).

Les diodes à résistance différentielle négative

La première façon de générer des ondes dans le domaine des THz est d'essayer d'utiliser le concept d'oscillateur électronique en le poussant à plus haute fréquence. Cependant les transistors, généralement employés dans le domaine des radio-fréquences, ne présentent pas suffisamment de gain à plus haute fréquence. L'approche adoptée pour pallier ce manque est l'utilisation de composants possédant une propriété particulière sous certaines conditions : la résistance différentielle négative. Après avoir montré comment il est possible d'en tirer parti, nous présenterons les deux diodes à semi-conducteur les plus couramment utilisées mettant en œuvre cette propriété : la diode Gunn et la diode à effet tunnel. Le principe d'utilisation de ces composants consiste à les placer dans un circuit électronique comprenant une inductance et une capacité dimensionnées pour que la fréquence de résonance du circuit corresponde à celle de la diode. Le rôle de la propriété de résistance différentielle négative est d'annuler les effets de la résistance du circuit afin d'obtenir des oscillations non amorties à la fréquence de résonance. La fréquence de la diode dépendant du temps de transit des électrons la traversant, il est nécessaire de diminuer la taille de ces composants pour générer des fréquences plus élevées. Cependant cette miniaturisation s'accompagne d'une chute de la puissance émise (voir figure 1.3 "fundamental oscillators") : en notant f la fréquence émise, les performances de ces sources électroniques sont proportionnelles à f^{-2} voire f^{-3} au dessus de 100 GHz, où il devient nécessaire d'amplifier les harmoniques double ou triple de la fréquence de résonance pour monter en fréquence (Eisele 2010a).

L'observation d'oscillations produites par des échantillons de GaAs dopés n a conduit à la découverte de l'effet Gunn en 1962 (Van Zyl et al. 1998). Les diodes Gunn se différencient des diodes classiques par le fait qu'elles ne comportent aucune zone dopée p.

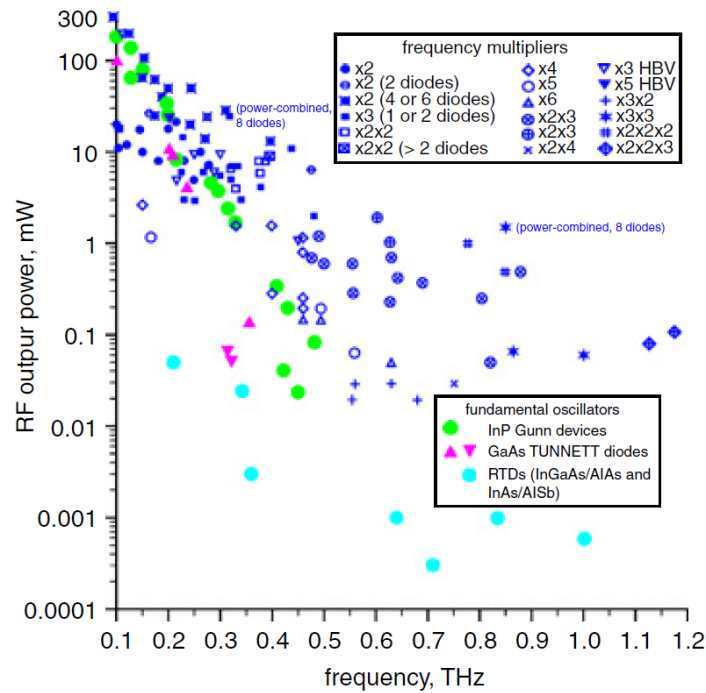


FIGURE 1.3 – Performances des différents composants électroniques à partir de 100 GHz. L'utilisation de multiplicateurs de fréquence à base diodes Schottky est le seul moyen d'obtenir des puissances raisonnables au dessus de 300 GHz (Eisele 2010b).

On peut en effet utiliser une simple couche uniformément dopée n (comme ce fut le cas originellement), même si la plupart des diodes Gunn destinées à la génération au dessus de 100 GHz comportent d'autres couches entourant cette zone centrale, dans le but d'y augmenter le gradient de champ électrique lorsqu'on polarise la diode en direct. A faible champ appliqué, la caractéristique de la diode est classique : le courant augmente lorsqu'on augmente la tension. Cependant à partir d'une certaine tension de polarisation, le sens de variation de la courbe s'inverse, comme le montre la figure 1.4 à droite, et on observe alors une résistance différentielle négative :

$$\frac{dI}{dU} < 0 \quad (1.1)$$

où I est le courant traversant la diode et U la tension appliquée aux bornes de la diode. Dans le cas de la diode Gunn, le phénomène est dû à un changement de vallée électronique par les électrons du semi-conducteur. Si le champ auxquels ceux-ci sont soumis est suffisamment important, les électrons présents dans la bande de conduction acquièrent la possibilité de passer dans une vallée de plus haute énergie (voir figure 1.4 à gauche). Ce changement s'accompagne d'une augmentation de leur masse effective due à une modification des interactions avec le réseau atomique, ce qui affecte leurs propriétés de transport et réduit notamment leur vitesse de propagation. Le courant étant proportionnel à la vitesse

des électrons, il en résulte une diminution du courant lorsque l'on augmente la tension de polarisation. La fréquence à laquelle une diode Gunn peut être utilisée dans un circuit oscillant dépend donc du temps de transit des électrons d'une électrode à l'autre, c'est-à-dire principalement de l'épaisseur de la couche faiblement dopée. L'ordre de grandeur des puissances accessibles avec des diodes Gunn en InP est de 200 mW autour de 100 GHz, et de 1 mW à 300 GHz.

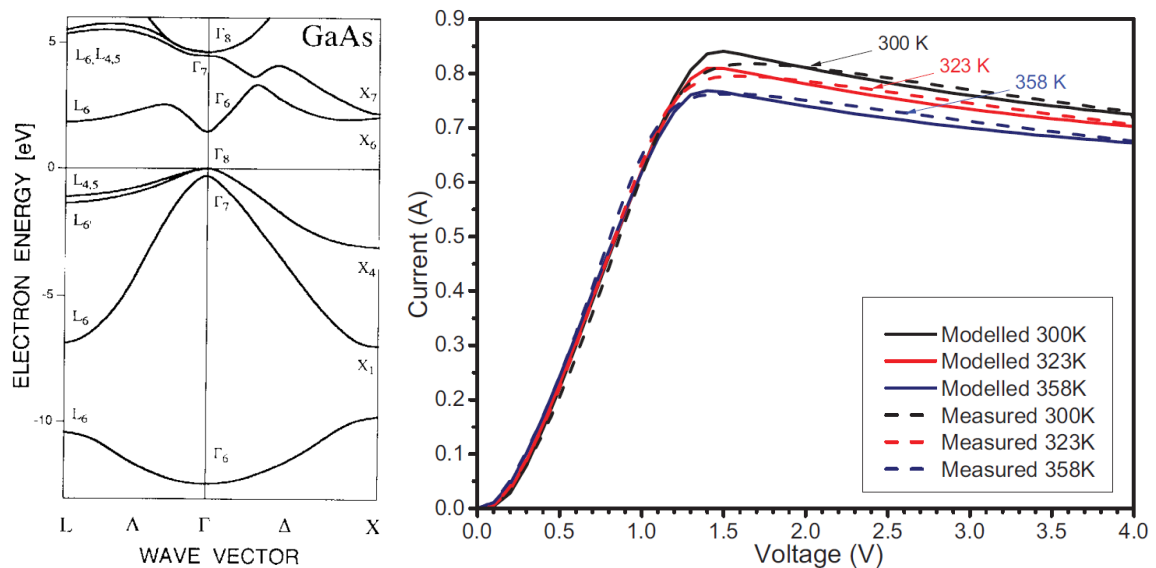


FIGURE 1.4 – A gauche, les niveaux d'énergie de la bande de valence et de la bande de conduction dans le GaAs (Van Zyl et al. 1998). On remarquera la présence des différentes vallées dans la bande de conduction (notamment Γ et L), à l'origine du phénomène de résistance différentielle négative des diodes Gunn. A droite, la caractéristique courant-tension d'une diode Gunn (Amir et al. 2010).

La diode à effet tunnel a été inventée en 1957 par Leo Esaki, prix Nobel de physique récompensé pour sa découverte de l'effet tunnel. Elle met en œuvre une jonction p-n fortement dopée, de telle sorte que le niveau de Fermi du côté dopé p se trouve dans la bande de valence et que celui du côté dopé n se trouve dans la bande de conduction. Le fort dopage assure une zone de charge d'espace très petite, et ainsi une barrière de potentiel très fine que les électrons pourront franchir par effet tunnel pour peu qu'il y ait un niveau d'énergie accessible de même hauteur de l'autre côté de la barrière. C'est ce qu'il se passe lorsque l'on polarise la diode en direct avec une faible tension : les électrons de la bande de conduction du côté n peuvent rejoindre la bande de valence du côté p par effet tunnel (voir figure 1.5b). A plus forte tension, l'énergie minimale de la bande de conduction côté n dépasse l'énergie maximale de la bande de valence côté p : les électrons de conduction côté n ne peuvent plus passer par effet tunnel car ils sont "en face" du gap côté p, entraînant une diminution du courant traversant la diode. C'est donc la zone de tension sur laquelle on observe le phénomène de résistance différentielle (figure 1.5c). Si l'on augmente encore

la tension appliquée aux bornes de la diode, on retrouve le régime de conduction classique d'une jonction p-n, pour lequel les électrons de conduction du côté n ont la possibilité de rejoindre la bande de conduction du côté p : le courant augmente à nouveau avec la tension (figure 1.5d). L'effet tunnel étant un phénomène très rapide, les diodes à effet tunnel peuvent ainsi permettre de travailler à très haute fréquence. Il est à noter qu'il existe une version de cette diode s'appuyant sur une ingénierie plus récente et plus performante : la diode à effet tunnel résonnant. Un puits quantique est inséré entre les deux parties p et n afin d'augmenter le phénomène de résistance différentielle négative (voir figure 1.5 au centre). En effet, le fait d'employer les niveaux d'énergie discrets du puits quantique plutôt qu'une bande d'énergie entraîne une chute du courant plus importante à cause de la diminution des possibilités de transit des électrons. Les diodes à effet tunnel permettant d'obtenir des puissances de l'ordre de 100 mW autour de 100 GHz et de quelques μW vers 300 GHz.

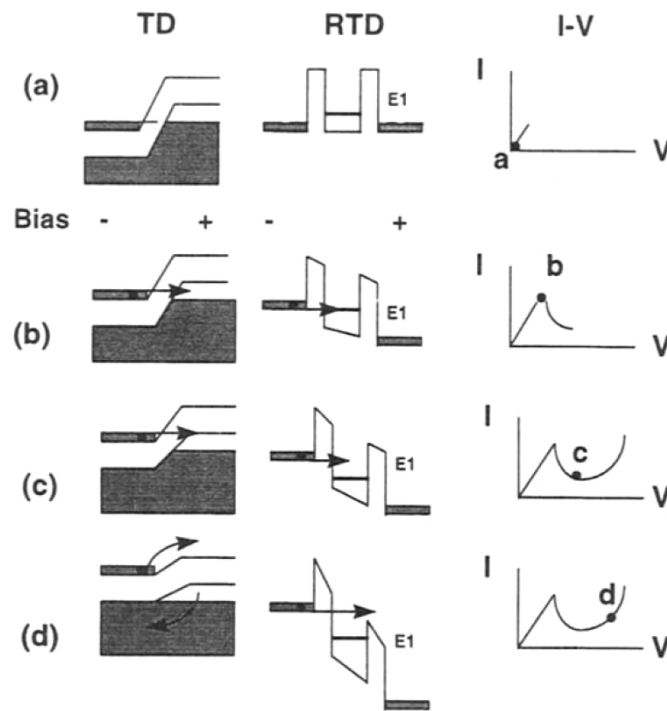


FIGURE 1.5 – Niveaux d'énergie de la diode à effet tunnel (à gauche), de la diode à effet tunnel résonnant (au centre) et la caractéristique courant-tension correspondante (à droite) pour différentes tensions de polarisation appliquées (Haddad et Mazumder 1997).

Citons enfin la diode IMPATT utilisant le phénomène d'avalanche d'une diode à jonction p-n fortement polarisée en inverse. En ajustant l'épaisseur de la couche dans laquelle dérivent les électrons avant d'être collectés par l'électrode, il est possible de retarder le courant d'une demi-période par rapport aux oscillations de la tension, et d'obtenir ainsi une

diminution de courant coïncidant avec une augmentation de la tension (et inversement). Cependant, outre les précautions nécessaires dues au point de fonctionnement très proche de la tension de claquage de la diode, le principal inconvénient de ces diodes est un niveau de bruit relativement élevé, l'effet d'avalanche étant un phénomène intrinsèquement soumis au bruit. Les diodes IMPATT peuvent fournir une puissance de 1 W autour de 100 GHz et de quelques mW à 300 GHz.

Lasers à électrons libres et oscillateurs à onde rétrograde

Les lasers à électrons libres fonctionnent grâce à une technologie pouvant être utilisée sur une très grande plage de fréquence, aussi bien dans le domaine des THz que dans celui des rayons X. Elle est d'ailleurs mise en oeuvre dans certains synchrotrons pour générer un rayonnement de très haute énergie. Les lasers à électrons libres utilisent comme milieu amplificateur un faisceau d'électrons relativistes dont une partie de l'énergie cinétique est transformée en énergie optique. Les électrons étant proches de la vitesse de la lumière, cette source nécessite un accélérateur de particule pour l'alimenter et est donc plutôt destinée à des applications scientifiques (Akberdin et al. 2009, Cherkassky et al. 2007).

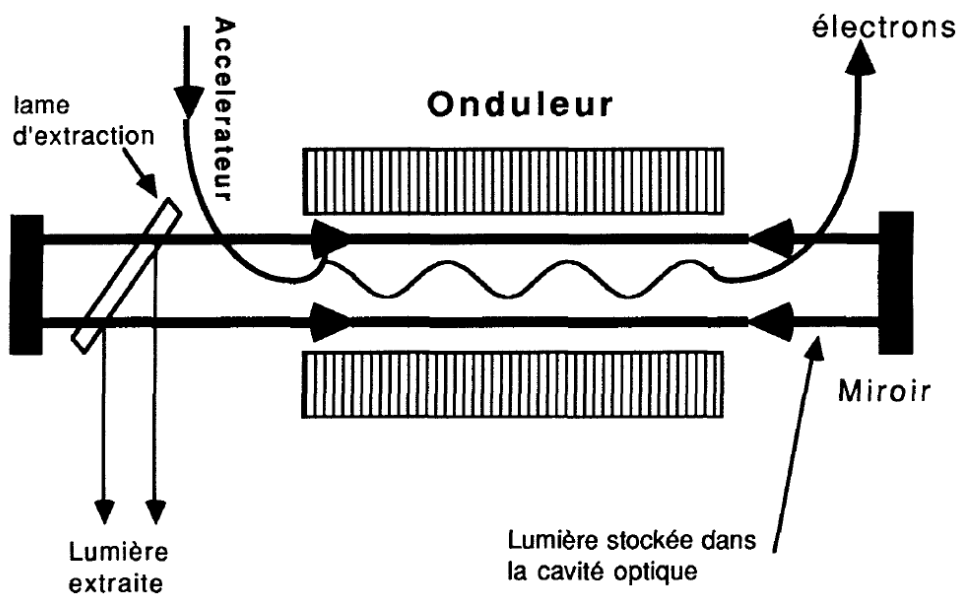


FIGURE 1.6 – Schéma du laser à électrons libres (Ortega 1996).

Le faisceau d'électrons passe au sein d'un onduleur dont le rôle est de créer périodiquement une accélération orthogonale à la direction de propagation initiale du faisceau par application d'un champ magnétique. Les électrons acquièrent donc une trajectoire oscillante (voir figure 1.6), et les décélérations périodiques auxquels ils sont soumis selon la direction orthogonale génèrent un rayonnement continu de freinage ou *Bremsstrahlung*

dans la direction de propagation. En fonction des paramètres du système (principalement de la périodicité du champ magnétique appliqué), certaines longueurs d'onde interfèrent constructivement à chaque émission, c'est-à-dire à chaque période de l'onduleur, conduisant à la création d'une onde électromagnétique. Une cavité optique résonante dont l'axe est le même que celui du faisceau d'électrons est placée autour de l'onduleur afin de profiter de multiples passages.

Une interaction se crée alors entre électrons et photons : ce couplage implique que les électrons sont accélérés ou ralentis en fonction de leur position, ce qui mène au regroupement des électrons par paquets. Sous certaines conditions sur la périodicité de ces paquets, on peut obtenir un transfert d'énergie des électrons vers les photons, conduisant au ralentissement du faisceau d'électrons et à l'amplification de l'onde électromagnétique. La longueur d'onde d'émission peut être réglée en modifiant l'énergie du faisceau d'électrons (en d'autres termes, la vitesse des électrons) ou plus finement en ajustant l'intensité du champ magnétique dans l'onduleur. Cette technique permet d'atteindre jusqu'à 500 watts en continu et 500 kW en impulsionnel (Knyazev et al. (2010) avec le FEL de Novosibirsk).

Basés sur un principe de fonctionnement assez proche, citons également les carcinotrons ou oscillateurs à ondes régressives (en anglais BWO, *Backward Wave Oscillators*). Dans ces appareils, les électrons sont émis par une cathode fortement chauffée et accélérés dans un tube sous vide par un champ électrique continu de plusieurs kV entre la cathode et l'anode qui les collecte. Entre temps, ils interagissent via un réseau métallique avec une onde électro-magnétique se propageant en sens inverse. Le rôle du réseau est de créer des variations de champ électrique périodiques regroupant les électrons par paquets de la même manière que pour le laser à électrons libres. Si la vitesse des électrons (déterminée par la tension appliquée entre les électrodes) correspond à la vitesse de phase de l'onde électro-magnétique, un couplage se crée et une partie de l'énergie des électrons est transférée à l'onde électro-magnétique, qui se voit alors amplifiée au fur et à mesure de son trajet vers la cathode. Celle-ci est ensuite couplée à un guide d'onde permettant de l'émettre en champ libre. Les carcinotrons sont donc des sources monochromatiques accordables, la fréquence d'émission étant déterminée par la tension appliquée entre les électrodes. L'accordabilité est de l'ordre de 10 à 20% autour de la fréquence centrale. Les puissances émises sont de l'ordre de 100 mW en dessous de 200 GHz et de 1 mW autour de 1 THz, ce qui est tout à fait suffisant pour réaliser des expériences d'imagerie active (Dobroiu et al. (2004) avec 15 mW autour de 600 GHz). Notons toutefois que Mineo et al. (Mineo et Paoloni 2010) ont présenté un oscillateur centré à 1 THz pouvant théoriquement émettre de l'ordre de 100 mW.

1.2.2 Les sources optiques

Ce type de source permet de générer des ondes cohérentes directement dans le domaine des THz, souvent à de fortes puissances. Il s'agit de solutions inspirées de sources lumineuses fonctionnant à des fréquences plus élevées (visible ou infrarouge proche) que l'on a adaptées aux fréquences voulues.

Les lasers à cascade quantique

Bien que le principe ait été proposé dès les années 70, la première démonstration d'un laser à cascade quantique date de 1994 (Capasso et al. 1994), et de 2002 dans le domaine des THz. Il s'agit de lasers à semi-conducteur s'appuyant sur des technologies de déposition de couches ultra-fines (de l'ordre de la dizaine de nanomètres avec une précision de l'ordre de l'ångström) afin de créer une hétérostructure contenant une succession de puits quantiques. Avant la création de ce nouveau type de lasers à semi-conducteur, les diodes laser à puits quantique ne permettaient pas d'atteindre des longueurs d'onde plus grandes que le proche (voire moyen) infrarouge. En effet, la transition mise en œuvre dans ces diodes se fait entre la bande de conduction et la bande de valence du semi-conducteur utilisé, or la taille du gap des semi-conducteurs est trop grande pour espérer créer des photons dans l'infrarouge lointain et les THz. Les lasers à cascade quantique ont permis de résoudre ce problème en exploitant les transitions inter-sous-bandes à la place des transitions inter-bandes.

En effet, dans un puits quantique, les niveaux d'énergie sont quantifiés et dépendent notamment de la taille du puits. Grâce au contrôle précis de l'épaisseur de la couche déposée, il devient donc possible de structurer les bandes d'énergie des semi-conducteurs en définissant des transitions correspondant à une longueur d'onde voulue. Le deuxième fondement de cette technologie est le principe de cascade, présenté figure 1.7, qui peut être mis en œuvre lorsque l'hétérostructure est polarisée. Concrètement, il s'agit de multiplier les couches dans lesquelles a lieu l'émission d'un photon THz : un électron peut donc émettre plusieurs photons successivement lors de son passage dans l'hétérostructure et il devient possible d'obtenir des rendements quantiques supérieurs à 1.

Après avoir émis un photon dans une région active via une transition inter-sous-bande, l'électron se désexcite rapidement sur un niveau inférieur en générant un ou plusieurs photons. Ce dernier niveau est appelé niveau injecteur (en vert sur la figure 1.7) et permet à l'électron de passer à la couche active suivante par effet tunnel. En effet, la probabilité de présence des électrons sur ce niveau est maximale dans la couche de transition séparant deux régions actives (appelée couche d'injection et représentée par une bande verte sur la figure 1.7), mais le couplage entre puits quantiques successifs induit que cette probabilité est non nulle dans les régions actives entourant la couche d'injection (voir figure 1.8). Le

niveau injecteur a donc la particularité d'offrir un recouvrement avec le niveau bas de la région active précédente, ce qui permet d'extraire aisément les électrons désexcités, mais également avec le niveau haut de la région active suivante. Les électrons ont alors la possibilité de rejoindre le niveau excité de la région active suivante et de se désexciter en émettant un nouveau photon THz. Il existe plusieurs autres designs de couches, faisant intervenir par exemple des mini-bandes d'énergie plutôt que des niveaux isolés. Dans tous les cas, la multiplication du motif de base "région active + couche d'injection" (entouré en pointillés sur la figure 1.8) produit l'effet de cascade caractéristique de ce type de lasers : les électrons descendent successivement les échelons quantifiés d'énergie, de la même manière que l'eau descend les niveaux successifs d'énergie potentielle d'une cascade.

Le principal inconvénient des lasers à cascade quantique dans le domaine THz vient du fait que l'énergie des photons THz est plus faible que l'énergie correspondant à l'agitation thermique à température ambiante. Il n'est donc pas possible de maintenir une inversion de population dans les zones actives, l'absorption des phonons par les électrons venant perturber le passage de ces derniers sur le niveau injecteur et empêchant donc leur extraction hors des zones actives. Ainsi les lasers à cascade quantique nécessitent d'être fortement refroidis pour travailler dans le domaine des THz : à titre d'exemple, la température maximale de fonctionnement du laser présenté figure 1.8 est de 87 K. Les meilleures performances des

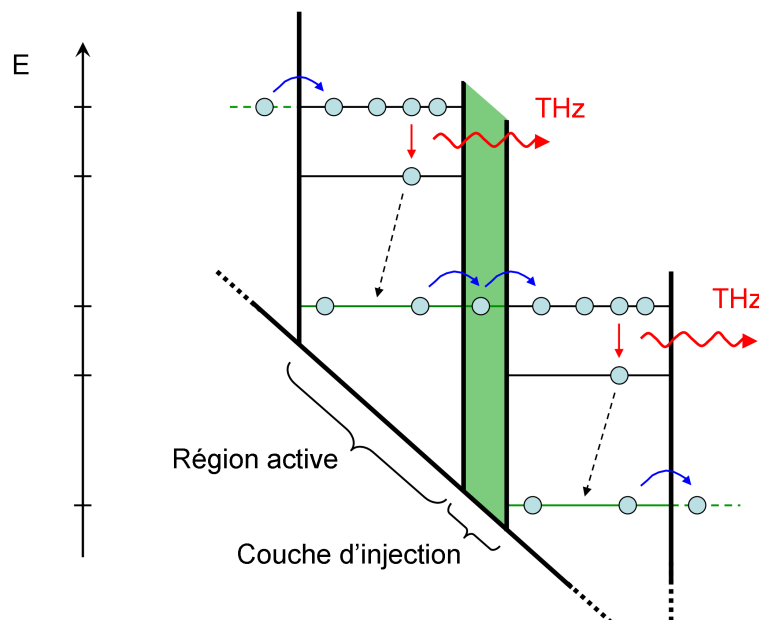


FIGURE 1.7 – Représentation schématique du principe de fonctionnement d'un laser à cascade quantique. Les transitions radiatives (respectivement non radiatives) sont représentées par une flèche en trait plein rouge (en pointillés noirs). Les flèches bleues symbolisent la traversée d'une barrière de potentiel par effet tunnel.

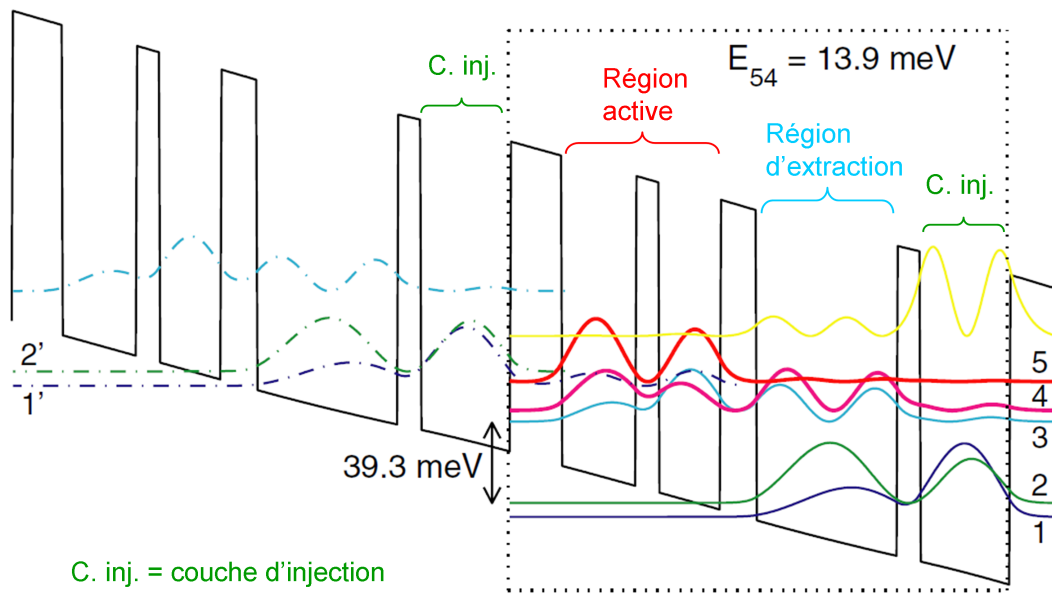


FIGURE 1.8 – Probabilités de présence des électrons sur les différents niveaux d'énergie d'un laser à cascade quantique. La transition radiative THz relie le niveau 5 au niveau 4, les électrons étant amenés sur le niveau 5 via le doublet d'injection 1' – 2'. Après émission du photon THz, l'électron arrive dans la couche d'extraction et se désexcite rapidement en créant un phonon, ce qui permet de maintenir une bonne inversion de population entre les niveaux actifs. Il passe ainsi du doublet 3 – 4 au doublet d'injection 1 – 2, ce qui lui permet finalement d'accéder au motif suivant après la traversée de la couche d'injection (Hu et al. 2005).

lasers à cascade quantique font état de quelques dizaines à une centaine de mW en fonctionnement continu pour des températures n'excédant pas la centaine de degrés Kelvin. Les records de puissance sont évidemment obtenus à très basse température : en fonctionnement impulsionnel, une puissance de 250 mW à 10 K a été obtenue par une équipe du MIT (Williams et al. 2006). Enfin, les fréquences générées descendent rarement en dessous de 1 THz.

Les sources paramétriques THz

Ce type de sources est inspiré des oscillateurs paramétriques optiques (OPO) qui sont des sources monochromatiques largement accordables et principalement utilisées aux longueurs d'onde pour lesquelles il n'existe pas de transition laser efficace (typiquement, dans l'infra-rouge moyen (Drag et al. 2002)), la première utilisation dans le domaine THz remontant aux années 70 (Piestrup et al. 1975). Les OPO mettent en œuvre un processus de conversion optique non-linéaire du second ordre au cours duquel un photon de pompe donne naissance à deux photons moins énergétiques : le signal (à la fréquence désirée) et le complémentaire (ou *idler*). La conservation de l'énergie impose que les pulsations des trois

photons soient reliées par la formule :

$$\omega_p = \omega_s + \omega_c \quad (1.2)$$

où ω_p , ω_s et ω_c sont respectivement les pulsations des photons de pompe, signal et complémentaire. Pour un signal dans le THz, la pompe et le complémentaire correspondent donc toutes deux à des fréquences optiques, typiquement autour de $1,06 \mu\text{m}$, la pompe étant généralement émise par un microlaser Nd :YAG. Afin que les ondes générées dans le cristal non-linéaire à un instant donné interfèrent constructivement avec celles générées aux instants précédents, les trois ondes doivent satisfaire la relation d'accord de phase :

$$\vec{k}_p = \vec{k}_s + \vec{k}_c \quad (1.3)$$

où \vec{k}_p , \vec{k}_s et \vec{k}_c sont respectivement les vecteurs d'onde de pompe, signal et complémentaire.

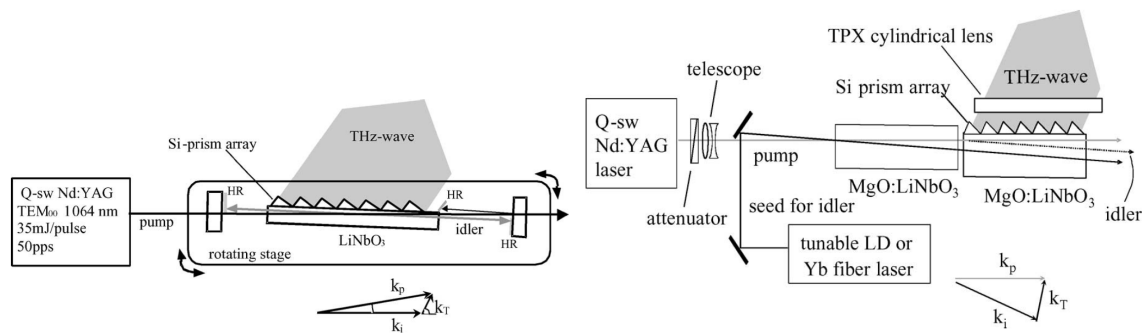


FIGURE 1.9 – A gauche, un oscillateur paramétrique THz comprenant une cavité optique résonante à la longueur d'onde du complémentaire. A droite, un générateur paramétrique THz pour lequel la longueur d'onde complémentaire est injectée à l'entrée des cristaux non-linéaires (Suizu et Kawase 2008).

Pour une longueur d'onde de pompe donnée, une infinité de couples signal-complémentaire est donc possible, et il devient nécessaire de fixer la longueur d'onde du complémentaire afin de pouvoir émettre majoritairement à la longueur d'onde signal voulue. Cette sélection peut être réalisée de deux manières : en plaçant le cristal dans une cavité résonante à la longueur d'onde du complémentaire, créant ainsi un oscillateur paramétrique THz (figure 1.9 à gauche), ou en injectant dans le cristal un faisceau laser à la longueur d'onde du complémentaire pour former un générateur paramétrique THz (figure 1.9 à droite). Le générateur paramétrique à injection présente une plus grande complexité de par la présence d'un deuxième laser, mais permet d'obtenir des largeurs spectrales beaucoup plus fines pour le signal THz (de l'ordre de la centaine de MHz). Notons par ailleurs qu'initialement, les générateurs paramétriques ne comportaient pas d'injection du complémentaire et étaient donc bien moins puissants : le complémentaire était créé dans le

premier cristal sans aucun contrôle sur la longueur d'onde et entraînait ensuite une génération large-bande dans le second cristal (Hayashi et al. 2007).

Dans les deux cas présentés figure 1.9, c'est l'orientation du faisceau de pompe qui fixe la longueur d'onde THz : la modification de l'angle entre pompe et complémentaire change les conditions d'accord de phase et la longueur d'onde du signal par la même occasion. Un problème généralement rencontré concerne l'extraction de l'onde THz. En effet, le cristal non-linéaire (du LiNbO_3 ou $\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$ dans la plupart des cas) est fortement absorbant dans le domaine THz (de 10 à 100 cm^{-1}), ce qui oblige à réaliser le processus de génération proche de la surface du cristal. Il possède de plus un indice de réfraction relativement élevé (autour de 5) entraînant souvent une réflexion totale à l'interface cristal-air : la solution la plus répandue consiste à déposer un réseau de prismes en silicium afin d'offrir à l'onde THz des interfaces orthogonales à sa direction de propagation, comme représenté figure 1.9.

Il est également possible de mettre en œuvre le quasi-accord de phase dans des cristaux à polarisation périodiquement inversée au sein d'oscillateurs paramétriques. Citons par exemple les travaux de Schaar et al. (Schaar et al. 2008) qui opèrent une conversion en deux temps avec des cristaux périodiquement polarisés de niobate de lithium et de GaAs dans une cavité simplement ou doublement résonante, ou ceux de Sowade et al. (Sowade et al. 2009) qui utilisent un unique cristal de LiNbO_3 pour générer du THz par un processus cascadié employant deux fois le même désaccord de phase.

Les sources paramétriques THz permettent de générer des impulsions THz de l'ordre de quelques dizaines de mW crête dans le cas des oscillateurs paramétriques, de quelques μW pour les générateurs paramétriques sans injection et de plus de 100 mW crête pour les générateurs paramétriques à injection. Les performances sont cependant caractérisées par un faible taux de conversion global variant entre 10^{-6} et 10^{-9} dû au faible rendement des conversions non linéaires.

Les lasers à gaz moléculaire

Les lasers à gaz moléculaire furent parmi les premiers lasers inventés (Crocker et al. 1964), en s'inspirant notamment du tout premier maser qui utilisait de l'ammoniac sous forme gazeuse comme milieu amplificateur (Gordon et al. 1955). Cette technologie a fait l'objet d'un intérêt croissant depuis lors, faisant régulièrement apparaître de nouvelles molécules ou de nouvelles applications (Dodel 1999).

Ce type de laser met en œuvre un gaz moléculaire à basse pression dont les transitions utiles relient les niveaux d'énergie de différents modes roto-vibrationnels de la molécule. En régime continu comme en régime pulsé, le pompage s'effectue maintenant souvent via un laser à CO_2 émettant autour de $10\ \mu\text{m}$. La molécule la plus couramment utilisée pour l'émission dans l'infrarouge lointain est probablement le méthanol CH_3OH (Mueller

Frequency (THz)	Molecule	Output Power (mW)
8.0	CH ₃ OH	~10
7.1	CH ₃ OH	~10
4.68	CH ₃ OH	>20
4.25	CH ₃ OH	~100
3.68	NH ₃	~100
2.52	CH ₃ OH	>100
2.46	CH ₂ F ₂	~10
1.96	¹⁵ NH ₃	~200
1.81	CH ₂ F ₂	<100
1.27	CH ₂ F ₂	~10
0.86	CH ₃ Cl	~10
0.59	CH ₃ I	~10
0.525	CH ₃ OH	~40
0.245	CH ₃ OH	~10

FIGURE 1.10 – Tableau présentant quelques transitions laser mises en œuvre dans les lasers à gaz moléculaire pompés optiquement (Lee (2009) p.132)

et al. 2000, Jiu et al. 2010), mais de nombreuses autres molécules sont employées (Marchetti et al. 2000, Miao et al. 2010, De Michele et al. 2011). La puissance optique émise varie entre une dizaine et quelques centaines de mW en fonction des transitions utilisées (voir figure 1.10). L'avantage de ces lasers réside dans leur largeur spectrale très étroite pouvant être inférieure à 50 kHz. Ces sources sont cependant sujettes à des instabilités de puissance provenant notamment du bruit lié à la faible énergie des transitions mises en jeu. Outre une mise en œuvre expérimentale complexe, leur principal inconvénient est évidemment leur absence d'accordabilité due à cette même largeur étroite des transitions mises en jeu dans les molécules.

1.3 Les sources opto-électroniques

Comme nous avons pu le constater, lorsqu'elles fonctionnent à température ambiante, les sources purement optiques de rayonnement THz se heurtent aux difficultés provenant de l'énergie thermique apportée aux atomes ou électrons. Une autre approche consiste à transposer vers les basses fréquences une modulation d'amplitude rapide d'un signal optique émis dans l'infrarouge ou le visible. Cette transposition s'effectue à l'aide d'un élément non-linéaire qui peut être un photodétecteur à semiconducteur ou un cristal non-linéaire. En ce qui concerne la modulation du signal optique, on aura recours à des sources

laser brèves (impulsions femtosecondes) ou des sources monochromatiques modulées en amplitude par battement de fréquence. Dans le premier cas les signaux THz seront impulsionnels et donc large bande, la largeur spectrale pouvant être supérieure à 10 THz. Dans le second cas qui est l'objet des travaux présentés dans les chapitres suivants, les signaux seront (quasi)monochromatiques avec une largeur spectrale de 10 à 100 MHz. Nous commencerons par nous intéresser à la génération impulsionnelle qui nous permettra d'introduire le redressement dans des structures à semiconducteurs ou des cristaux non-linéaire. Nous terminerons par un état de l'art plus détaillé de la génération par battement optique ou photomélangé.

1.3.1 La génération de signaux THz impulsionnels

Durant les années 70, l'émergence des lasers à blocage de modes délivrant des impulsions optiques picoseconde a permis aux chercheurs de produire de courtes impulsions électriques en redressant l'enveloppe des impulsions optiques par le biais d'effets non-linéaires dans les cristaux (Yang et al. 1971) ou dans un photocommutateur rapide à semiconducteur (Auston 1975). Ces premières recherches ont porté sur la génération opto-électronique d'impulsions électriques stables et brèves se propageant le long de lignes de transmission, et un grand nombre de travaux ont été lancés dans le domaine de l'opto-électronique rapide grâce à la capacité de mesurer avec précision de telles impulsions par échantillonnage électro-optique (Mourou et al. 1981). Dans le même temps, il a été démontré que la génération d'impulsions électriques brèves dans les photocommutateurs conduit également à l'émission de courtes impulsions électromagnétiques se propageant dans l'espace libre, ces fameux "Auston switches" agissant en fait comme des dipôles de Hertz (Auston et al. 1984). Grâce à l'utilisation des lasers à blocage de modes femtoseconde, le spectre rayonné s'est ensuite étendu de 0,1 à plusieurs THz. Les premières études spectroscopiques de matériaux ou de gaz mettant en œuvre de telles impulsions ont été publiées dès la fin des années 80 : c'est la naissance de la spectroscopie THz résolue en temps (THz Time Domain Spectroscopy) (Pastol et al. 1989, van Exter et al. 1989).

Pour une impulsion optique femtoseconde limitée par transformée de Fourier, le produit "durée de l'impulsion" fois "largeur spectrale" est une constante (valant 0,5 dans le cas des impulsions gaussiennes). Ainsi, une impulsion de durée 50 fs aura un spectre de largeur 10 THz (soit environ 20 nm) centré autour de 375 THz (*i.e.* 800 nm). Le principe du redressement optique est de transposer le spectre autour de la fréquence nulle. Cette technique est généralement employée avec des oscillateurs femtoseconde Saphire :Titane ou des lasers à fibre dopés à l'erbium (Er^{3+}) délivrant des impulsions de 12 à 100 fs et dont la puissance crête est de quelques kW.

Génération par photocommutation

Une technique assez efficace pour réaliser la transposition vers les fréquences basses du spectre optique (ou redressement du signal optique) est la génération de transitoires électriques par photocommutation. Le détecteur optique est un simple photocommutateur constitué de deux électrodes (séparées par un "gap" de quelques microns) déposées sur un substrat semiconducteur intrinsèque absorbant la lumière (par exemple GaAs pour la longueur d'onde de 800 nm ou InGaAs pour 1,55 μm). Les électrodes sont polarisées par une tension continue, mais hors éclairage, la structure ne conduit pas le courant. L'absorption d'une impulsion optique brève entre les électrodes provoque la création instantanée de porteurs libres dans le semiconducteur et donc d'une impulsion de courant. En considérant que la dynamique du circuit électrique est liée à celle des porteurs photocréés et uniquement régie par une décroissance en exponentielle de constante τ_e , on montre que dans le cas d'une impulsion optique gaussienne le courant $i(t)$ s'écrit :

$$i(t) \propto \int_{-\infty}^t P_0 \exp \left[- \left(\frac{t-t'}{\Delta t} \right)^2 \right] \exp \left(- \frac{t'}{\tau_e} \right) \mu E_{bias} dt' \quad (1.4)$$

où P_0 est la puissance optique incidente, Δt est la durée de l'impulsion, μ est la mobilité des électrons considérée comme constante, et E_{bias} est le champ électrique continu de polarisation. Cette impulsion de courant se propage le long des lignes électriques et provoque également un rayonnement électro-magnétique dans l'espace (le gap entre les électrodes se comportant comme une antenne). L'amplitude du champ électrique E_{THz} mesurée en champ lointain est alors proportionnelle à la dérivée du courant :

$$E_{THz}(t) \propto \frac{di(t)}{dt} \quad (1.5)$$

Notons que dans ce cas d'éclairage en régime impulsionnel, ce sont essentiellement l'amplitude et la durée de l'impulsion optique ainsi que la mobilité des porteurs qui régissent les caractéristiques de l'impulsion THz générée (amplitude et spectre). La durée de vie des porteurs τ_e influe peu contrairement au cas du photomélange que nous détaillerons plus loin (Duvillaret et al. 2001). Par ailleurs, l'amplitude du signal THz est proportionnelle à la puissance optique, ce qui reste vrai tant que le détecteur n'est pas saturé, c'est-à-dire tant que le champ créé par le déplacement des électrons et des trous ne vient pas écranter complètement le champ de polarisation électrique continu.

La figure 1.11 montre une impulsion THz générée et détectée par photocommutation dans une antenne à semiconducteur (Fig. a) et son spectre associé (Fig. b) tels qu'ils étaient mesurés lorsque les techniques optoélectroniques de génération THz commencèrent à être utilisées pour des applications de spectroscopie THz résolue en temps (van Exter et Grischowsky 1990). La source optique est ici un laser à colorant (620 nm) délivrant des impulsions de 70 fs. Le matériau constituant les antennes est du silicium implanté (Radiation

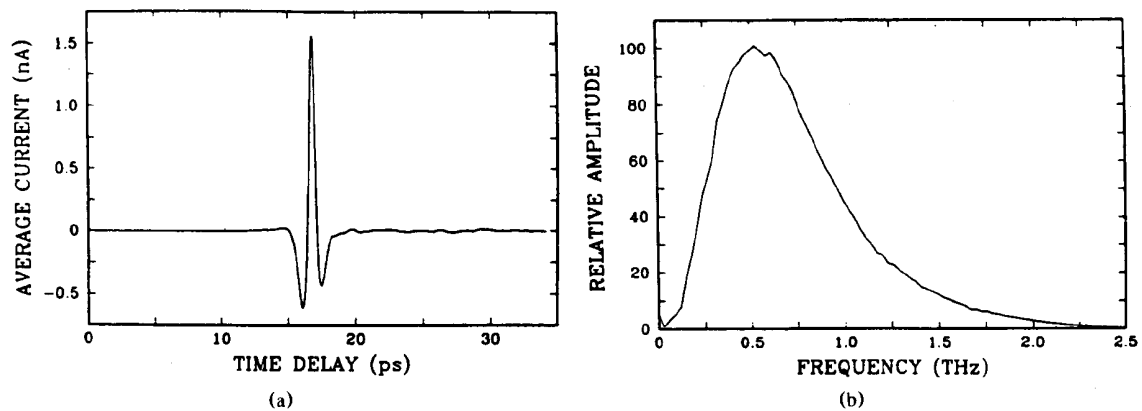


FIGURE 1.11 – (a) : impulsion THz générée par redressement optique; le courant en ordonnée est le courant induit dans le récepteur mesurant le champ THz. (b) : spectre correspondant obtenu par transformée de Fourier rapide (FFT) de l'impulsion temporelle (van Exter et Grischkowsky 1990).

damage Silicon on Saphir). Le spectre associé s'étend jusque vers 2 THz et la puissance moyenne THz émise est évaluée à 75 nW pour 6 mW de puissance optique activant le générateur. Depuis, les méthodes de génération impulsionnelle se sont diversifiées et les résultats se sont améliorés : certains groupes ont démontré la possibilité de générer des spectres "blancs" couvrant tout le domaine de l'infrarouge (de quelques THz à près de 150 THz) (Matsubara et al. 2010) alors que d'autres se sont tournés vers la génération de signaux intenses montrant des champ THz de l'ordre de 100 MV/cm (Sell et al. 2008). De tels résultats ne sont possibles qu'en ayant recours à des systèmes lasers à amplificateurs associés à la génération THz par différences de fréquences optiques au sein d'un cristal non-linéaire.

Génération par différence de fréquences optiques ou redressement

La génération par photocommutation est efficace dès les plus basses puissances et nous avons vu que la puissance THz variait comme le carré de la puissance optique excitant le photocommutateur. Cependant, si la densité de porteurs photogénérés dépasse 10^{18} cm^{-3} , des effets d'écrantage du champ électrique viennent réduire l'efficacité de conversion. On préfère alors utiliser le redressement du signal optique dans un cristal non-linéaire, également nommé "différence de fréquences optiques". Il s'agit d'un effet non-linéaire d'ordre deux, existant donc dans les cristaux non-centrosymétriques comme le ZnTe, le GaAs, etc... Ce problème est généralement abordé par une analyse en régime fréquentiel des interactions entre des ondes monochromatiques, plutôt que par une analyse dans le domaine temporel. L'intensité du signal généré dans le cas d'une interaction à trois ondes (de pul-

sations $\omega_1, \omega_2, \omega_3$ et de vecteurs d'onde $\vec{k}_1, \vec{k}_2, \vec{k}_3$) s'écrit :

$$I(\omega_3 = \omega_1 - \omega_2, \vec{r}) = \left(\frac{\omega_3}{c}\right)^4 \frac{|\chi^{(2)} : \vec{E}_1 \cdot \vec{E}_2^*|^2}{(\vec{k}_3 + (\vec{k}_1 - \vec{k}_2))^2} \text{sinc}^2\left(\frac{\Delta\vec{k} \cdot \vec{r}}{2}\right) \quad (1.6)$$

où $\chi^{(2)}$ est le tenseur de susceptibilité non-linéaire d'ordre 2, \vec{E}_1 et \vec{E}_2 sont les champs électriques à ω_1 et ω_2 et $\Delta\vec{k} = \vec{k}_3 - (\vec{k}_1 - \vec{k}_2)$. Cette équation montre qu'il faut non seulement un cristal possédant une susceptibilité non-linéaire la plus élevée possible mais également un matériau permettant l'accord de phase entre l'onde THz générée et les deux ondes optiques de pompe : $\Delta\vec{k} = \vec{0}$.

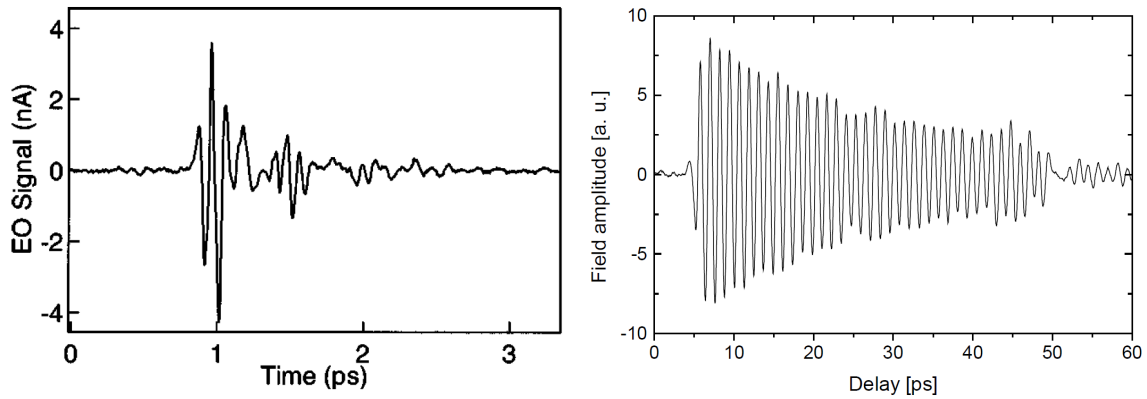


FIGURE 1.12 – A gauche, impulsion THz générée dans un cristal de ZnTe de $30 \mu\text{m}$ d'épaisseur (Han et Zhang 1998). A droite, impulsion THz générée dans un cristal de LiNbO₃ de longueur $7,5 \text{ mm}$ à domaines inversés (Weiss et al. 2001).

Dans le cas de la génération THz impulsionnelle, on préfère considérer les notions de vitesse de groupe de l'impulsion optique de pompe et de l'impulsion THz générée. Etant donné les largeurs spectrales optiques mises en œuvre, seuls les cristaux les plus fins permettent la génération de spectres THz larges. En effet, accroître la longueur d'interaction dans le cristal pour améliorer le rendement de conversion ne peut se faire qu'au détriment de la largeur du spectre THz. C'est ce qu'on observe dans la figure 1.12 pour laquelle on compare les signaux générés dans un cristal de ZnTe de $30 \mu\text{m}$ d'épaisseur et ceux issus d'un cristal de LiNbO₃ de longueur $7,5 \text{ mm}$ à domaines inversés conçu pour un accord de phase autour de 800 GHz . Dans les deux cas, l'impulsion optique incidente est d'une durée inférieure à 100 fs . On observe clairement sur la deuxième trace temporelle l'effet de sélection fréquentielle de l'accord de phase.

1.3.2 La génération de signaux THz par photomélange

Ce type de génération d'ondes THz met en œuvre un photocommutateur éclairé par deux ondes optiques (faisceaux lasers) de fréquences différentes. L'absorption par le semi-conducteur de la puissance incidente crée alors un photocourant modulé en amplitude à une fréquence égale à la différence des deux fréquences optiques, cette modulation étant due à l'interaction entre les deux ondes optiques. Ce courant génère à son tour une onde à sa fréquence de modulation lorsqu'il se propage dans les lignes métalliques d'une antenne adaptée. Pour travailler dans le domaine des THz, la partie semiconductrice des photocommutateurs nécessite donc de présenter un temps de vie des porteurs inférieur à la période temporelle de la modulation souhaitée (1 ps pour 1 THz).

Le principe physique de ces sources repose sur la mise en œuvre du battement en amplitude créé par l'interférence entre les deux rayonnements optiques. Les deux champs électriques incidents $E_1(t)$ et $E_2(t)$ s'écrivent :

$$E_1(t) = E_1 \cos(\omega_1 t) \quad (1.7)$$

$$E_2(t) = E_2 \cos(\omega_2 t) \quad (1.8)$$

où ω_1 et ω_2 sont les pulsations des ondes optiques et $\omega_1 - \omega_2 = \Omega$, avec Ω dans le domaine des THz. Le déphasage éventuel entre les ondes ne changeant rien à la théorie, il est considéré comme nul par souci de simplicité d'écriture. Dès lors, l'intensité optique incidente $I_{opt}(t)$ peut s'écrire en fonction des champs incidents :

$$\begin{aligned} I_{opt}(t) &= \frac{c\epsilon_0}{2} (E_1(t) + E_2(t))^2 \\ &= \frac{c\epsilon_0}{2} [E_1^2 \cos^2(\omega_1 t) + E_2^2 \cos^2(\omega_2 t) + 2E_1 E_2 \cos(\omega_1 t) \cos(\omega_2 t)] \\ &= \frac{c\epsilon_0}{2} \left[E_1^2 \frac{1 + \cos(2\omega_1 t)}{2} + E_2^2 \frac{1 + \cos(2\omega_2 t)}{2} \right] \\ &\quad + \frac{c\epsilon_0}{2} [E_1 E_2 \cos[(\omega_1 - \omega_2)t] + E_1 E_2 \cos[(\omega_1 + \omega_2)t]] \end{aligned} \quad (1.9)$$

Les seuls termes ayant un effet sur le photocourant sont ceux dont la fréquence appartient à la bande passante du photocommutateur. Etant de moyenne nulle, les autres termes ne sont pas "vus" par le dispositif et $I_{opt}(t)$ se réécrit donc :

$$I_{opt}(t) = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos[\Omega t] \quad (1.10)$$

avec :

$$I_1 = \frac{c\epsilon_0}{2} \frac{E_1^2}{2} \quad \text{et} \quad I_2 = \frac{c\epsilon_0}{2} \frac{E_2^2}{2}$$

On voit ainsi apparaître un terme de battement entre les deux longueurs d'onde à la pulsation Ω induisant une variation de la puissance incidente.

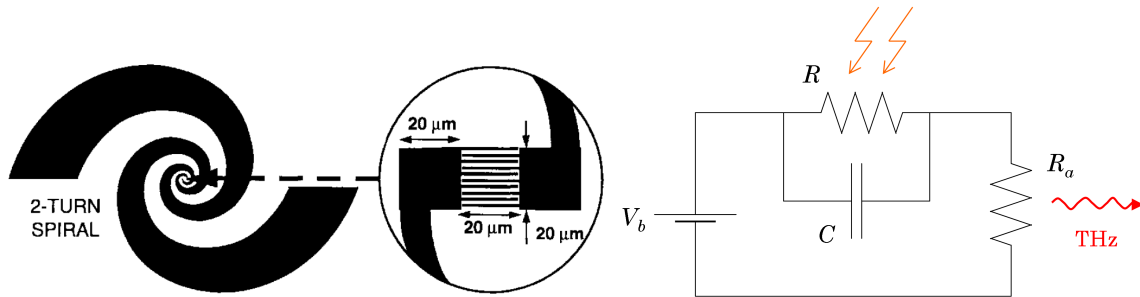


FIGURE 1.13 – A gauche, antenne spiralée large bande relativement courante pour la génération par photomélange (Vergheese et al. 1997). A droite, circuit électrique équivalent d’une antenne THz polarisée. Le gap semi-conducteur entre les électrodes métalliques se comporte comme une résistance variable R en parallèle avec un condensateur de capacité C , et l’antenne peut être représentée comme une résistance de charge R_a .

Le schéma électrique équivalent d’une antenne THz est présenté figure 1.13. L’éclairement de la partie semi-conductrice conduit à une modification de sa résistance R : le battement optique crée donc un photocourant modulé à la pulsation Ω qui se propage ensuite dans l’antenne THz de résistance R_a . Ce courant est proportionnel à la densité de porteurs créés, elle-même proportionnelle à la puissance optique incidente. On notera P_1 et P_2 les puissances incidentes à chacune des deux longueurs d’onde. Ainsi, on montre que la puissance THz rayonnée P_{THz} s’écrit finalement (Matsuura et Ito 2005) :

$$P_{THz} = \frac{i_{ph}^2 R_a}{2 \left[1 + (\Omega \tau_e)^2 \right] \left[1 + (\Omega R_a C)^2 \right]} \quad (1.11)$$

où τ_e est la durée de vie des porteurs dans le semi-conducteur et i_{ph} est l’amplitude de modulation du courant, c’est-à-dire la différence entre les valeurs maximale et minimale du photocourant. Si $P_1 = P_2$, la puissance incidente varie entre 0 et $P_1 + P_2$ et i_{ph} est alors égal à $\frac{V_b}{R_{1+2}}$, où V_b est la tension de polarisation et R_{1+2} est la valeur de R pour une intensité incidente de $I_1 + I_2$. Dans le cas général, i_{ph} dépend donc de V_b , de l’intensité maximale $P_1 + P_2$ et de l’équilibre des puissances incidentes.

La formule 1.11 fait apparaître que P_{THz} est proportionnelle au carré de i_{ph} . On constate donc tout l’intérêt de construire une source optique puissante (augmentation de l’amplitude maximale du photocourant) et dont les puissances à chacune des deux longueurs d’onde sont équilibrées (optimisation de la profondeur de modulation). Concrètement, les faisceaux optiques peuvent provenir de deux lasers continus différents (Vergheese et al. 1999), ou d’une source laser unique émettant simultanément à deux longueurs d’onde (Alouini et al. 1998, Hoffmann et al. 2004). Pour la première solution, l’indépendance des deux modes optiques permet de régler plus facilement leur puissance et leur longueur d’onde mais reste plus encombrante et moins pratique à cause de l’alignement optique à

réaliser *a posteriori*. En utilisant une source laser unique, le dispositif gagne en compacité et il est possible pour certaines configurations que les deux faisceaux soient confondus directement à la sortie du laser. L'autre avantage d'une source unique est que l'on s'affranchit ainsi de certaines sources de bruit étant donné que les fluctuations (thermiques, mécaniques etc...) affectent les deux longueurs d'onde de la même manière. En régime impulsionnel (nanoseconde), la difficulté liée à l'utilisation de deux sources distinctes réside dans la synchronisation temporelle des deux trains d'impulsion. En effet, à moins de contrôler activement le déclenchement des impulsions, il est impossible de synchroniser deux lasers impulsionnels passifs indépendants, les fluctuations des différents paramètres empêchant de maintenir des taux de répétition rigoureusement égaux. L'inconvénient des éléments actifs est leur encombrement ainsi que leur prix (relativement aux solutions passives). On préférera dans ce cas une source impulsionnelle passive unique pour lequel le problème de la synchronisation est soluble mais loin d'être trivial, ce que nous aurons l'occasion de constater dans les chapitres suivants. Les différentes solutions bifréquences actuellement développées en régime continu et impulsionnel seront présentées lors de chapitres ultérieurs.

La formule 1.11 montre par ailleurs que le processus de conversion est un phénomène passe-bas comportant deux fréquences de coupure : la première est due à la durée de vie des porteurs τ_e qui fixe la fréquence maximale de modulation du photocourant, et la deuxième est liée aux caractéristiques du circuit électrique équivalent de l'antenne. Si l'on veut maximiser la puissance THz émise P_{THz} , il convient donc de faire en sorte que les deux fréquences de coupure soient supérieures à la fréquence de modulation $\frac{\Omega}{2\pi}$. La modification de ces fréquences de coupure ne peut s'effectuer que par un travail de design de l'antenne et de croissance des matériaux, ce qui ne sera pas détaillé ici. On retiendra cependant plusieurs conditions devant être réalisées pour une bonne efficacité de génération par photocommutation en régime continu :

- le matériau semiconducteur doit présenter un fort coefficient d'absorption à la longueur d'onde optique considérée ;
- la durée de vie des porteurs photogénérés doit être de l'ordre de 1 ps au maximum ;
- la constante de temps $R_a C$ devant également être faible, la valeur de la capacité équivalente ne doit pas dépasser quelques fF, ce qui impose par exemple des limites sur la taille des composants ;
- enfin, la résistance à l'obscurité (dont nous n'avons pas tenu compte ici) doit être élevée afin de ne pas limiter la profondeur de modulation du courant.

L'ensemble de ces conditions s'avère très contraignant et peu de dispositifs sont disponibles commercialement hormis pour la longueur d'onde de 800 nm¹. En effet, à cette longueur d'onde, le GaAs épitaxié à basse température présente les propriétés requises et est utilisé

1. <http://www.menlosystems.com/>

depuis une vingtaine d'années pour la génération de signaux THz continu (Brown et al. 1993). Récemment, à l'aide de ce matériau, des niveaux de puissance de l'ordre du mW à 300 GHz ont été obtenus par photomélangement de deux diodes laser fonctionnant à 776 nm et dont la puissance totale est de 162 mW (Peytavit et al. 2011).

À la longueur d'onde de 1,55 μm , les matériaux rapides élaborés à partir d'InGaAs sont moins performants mais ont tout de même permis quelques démonstrations (voir par exemple Chimot et al. (2006)). À cette longueur d'onde, des dispositifs plus complexes comme les photodiodes à ondes progressives ou les diodes unipolaires (diodes UTC) ont été mis au point. Ce sont des composants efficaces qui permettent la génération de quelques μW jusqu'au THz (Ito et al. 2005) mais restent actuellement non commercialisés.

Enfin, à la longueur d'onde de 1,06 μm qui nous intéresse ici, plusieurs matériaux ont été étudiés comme l'InGaAs épitaxié sur GaAs (Czarny 2007) ou encore le GaAsSb épitaxié à basse température (Willer et al. 2007). Dans tous les cas, ces solutions nécessitent des compétences et des moyens en technologie des matériaux III-V qui dépassent le cadre de ce travail. Notons par ailleurs que les niveaux de puissance THz générés à partir de sources optiques à 1,06 μm restent faibles actuellement, avec des puissances moyennes estimées à quelques nW.

Pour pallier au manque de composants à semiconducteur pour le photomélangement, on peut avoir recours à la différence de fréquence dans un cristal non-linéaire, de la même manière que précédemment dans le cas du régime impulsionnel femtoseconde. La difficulté est alors la très faible puissance mise en jeu puisque les deux lasers dont on réalise le mélange fonctionnent *a priori* en régime continu (voir plus haut). Par ailleurs, les différences de vitesse de groupe entre les ondes optiques de pompe et l'onde THz générée sont souvent très grandes, ce qui réduit les possibilités d'accord de phase. Celui-ci peut néanmoins être obtenu dans des cristaux tels que le GaP (Nishizawa et al. 2006), dans des structures intégrant des guides d'ondes en LiNbO₃ associé à un guide THz (Staus et al. 2008), ou encore grâce à l'alternance de domaines inversés permettant le quasi-accord de phase. En ayant recours à ce dernier type de cristaux, Scheller et al. (Scheller et al. 2010) ont pu obtenir des puissances de plusieurs mW à 1,9 THz en plaçant un cristal en LiNbO₃ à l'intérieur de la cavité étendue d'un laser VECSEL pompé par une diode laser émettant 50 W. Notons enfin l'utilisation possible d'une nouvelle classe de cristaux non-linéaires organiques comme le DAST (Diéthylaminosulfure trifluorure) aux très forts coefficients non-linéaires (coefficient électro-optique supérieur à 100 pm/V). Ainsi, Tang et al. (2010) ont démontré la possibilité d'obtenir un rayonnement continu à 1,5 THz avec un laser de pompe bifréquence émettant moins de 1 W autour de 1064 nm.

Conclusion du chapitre

Après avoir présenté les applications principales nécessitant une source dans le domaine THz, nous avons défini l'imagerie active comme ligne de conduite pour la source THz qui intégrera le laser présenté dans ce document. L'absorption atmosphérique entre 100 GHz et 1 THz a ensuite permis de déterminer quelques longueurs d'onde qui pourront constituer des objectifs pour la génération dédiée à l'imagerie. Dans la seconde partie, nous avons décrit les principes de fonctionnement des différentes sources existantes ainsi que les ordres de grandeur de leurs performances actuelles. Ces sources peuvent être classées en 3 groupes : les sources électroniques, inspirées des oscillateurs électroniques pour lesquelles la fréquence d'oscillation est tirée vers le haut ou employant un couplage entre un faisceau d'électrons accélérés et une onde électromagnétique ; les sources optiques, pour lesquelles les principes de génération optique dans le visible et l'infrarouge sont adaptés aux plus basses fréquences ; et enfin les sources opto-électroniques mettant en œuvre la génération de photocourant dans une antenne THz éclairée par un (des) lasers(s).

Notre objectif à moyen terme est donc de réaliser une source THz monochromatique, compacte et de faible coût pour des applications telles que l'imagerie. Pour cela, nous avons choisi une approche opto-électronique qui permet la génération THz à partir du battement de deux fréquences optiques. Nous visons une puissance THz de l'ordre du μW pour des fréquences comprises entre 300 et 900 GHz. Etant donné que les rendements de conversion optique/THz sont de l'ordre de 10^{-6} en régime continu (Matsuura et Ito 2005), on considère donc qu'il faudrait viser des puissances optiques de l'ordre de 1 W en régime continu. Le laser bi-fréquence présenté par la suite devra donc tenir compte de ces différentes caractéristiques, auxquelles il faut ajouter également l'équilibre des puissances émises à chacune des deux longueurs d'onde, condition nécessaire pour une conversion efficace vers le THz. Enfin, le régime impulsionnel nanoseconde constituera un objectif supplémentaire : bien qu'il reste peu exploité dans la littérature pour des raisons techniques de synchronisation des deux longueurs d'onde, les hautes puissances crête qu'il permet d'atteindre peuvent se révéler très intéressantes lors de la conversion vers le THz, notamment avec un cristal non-linéaire.

MODÉLISATION DES LASERS À UNE ET PLUSIEURS LONGUEURS D'ONDE

SOMMAIRE

3.1	ETUDE SPECTROSCOPIQUE DES CRISTAUX DE Nd :GdVO ₄	71
3.2	LASER CONTINU À CAVITÉ DÉALIGNÉE	73
3.2.1	Dispositif expérimental	73
3.2.2	Conditions d'émission continue à 2 longueurs d'onde	75
3.2.3	Influence de la longueur de la cavité	79
3.2.4	Somme de fréquence	81
3.2.5	Compétition de gain dans la cavité désalignée	82
3.3	LASER IMPULSIONNEL À CAVITÉ DÉALIGNÉE	83
3.3.1	Dispositif expérimental	83
3.3.2	Instabilité et alternance des impulsions	86
	CONCLUSION	88

CE chapitre a pour but de présenter le comportement des lasers multi-longueurs d'onde en terme de compétition de gain entre les différents modes en présence. Les modèles développés ici nous permettront de dégager les grandes tendances d'évolution en fonction des différents paramètres et de mettre ainsi en évidence les paramètres importants pour une émission stable à plusieurs longueurs d'onde. Pour cela, nous commencerons par exposer les modèles classiques des lasers monochromatiques en régime continu, puis en régime impulsionnel. Nous y ajouterons ensuite les différents couplages apparaissant lors de l'étude des lasers à plusieurs longueurs d'onde afin de prendre en compte la compétition de gain entre celles-ci. Des études paramétriques seront présentées dans les différents régimes afin de faire ressortir les paramètres utiles.

2.1 Les lasers monochromatiques

2.1.1 Les lasers continus

Toute la théorie des lasers est construite à partir d'une brique fondamentale : l'émission stimulée. Cette forme d'interaction entre photon et atome découverte par Einstein en 1917 est mise en oeuvre lorsqu'un photon d'énergie $h\nu$ (où h est la constante de Planck et ν la fréquence du photon) arrive sur un atome à un niveau d'énergie excité E_2 ayant la possibilité de se désexciter sur un niveau d'énergie E_1 tel que $E_2 - E_1 = h\nu$. Le photon incident a une probabilité W_{st} de provoquer la désexcitation de l'atome conduisant à la création d'un deuxième photon identique au premier : même direction, même polarisation, même longueur d'onde (car même énergie) et même phase. La cohérence temporelle des deux photons fait ainsi apparaître le concept d'amplification laser pour peu que l'on puisse répéter cette opération un grand nombre de fois.

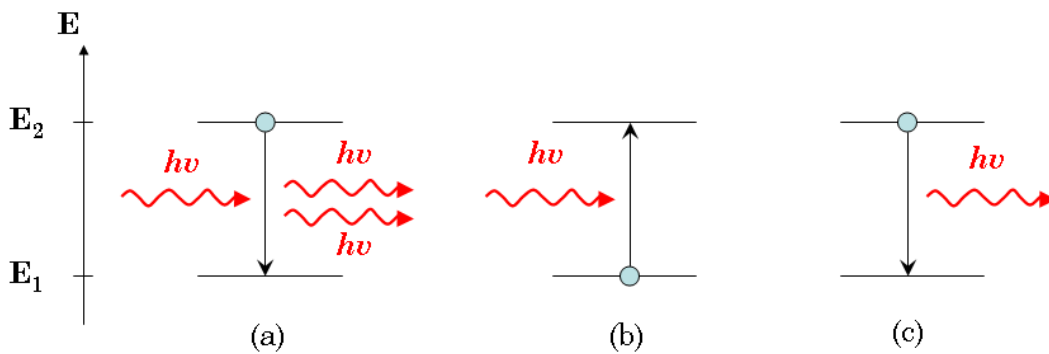


FIGURE 2.1 – Les trois interactions fondamentales entre photon et atome : (a) l'émission stimulée, (b) l'absorption, (c) l'émission spontanée.

Il existe deux autres formes d'interaction entre photon et atomes (voir figure 2.1), également mises en oeuvre dans les lasers. Si un photon d'énergie $h\nu$ rencontre un atome dans l'état d'énergie E_1 , il a une probabilité W_a de se faire absorber par l'atome qui passera alors à l'énergie E_2 . Physiquement, l'absorption est le phénomène inverse de l'émission stimulée et on a donc $W_{st} = W_a$. Enfin, la troisième interaction fondamentale entre photon et atome est l'émission spontanée, de probabilité W_{sp} . Celle-ci a lieu sans photon incident : un atome excité au niveau E_2 peut se désexciter au niveau E_1 en émettant un photon d'énergie $h\nu$, la différence avec l'émission stimulée étant que la phase, la polarisation et la direction du photon émis sont ici aléatoires. Les différentes probabilités d'interaction s'expriment en s^{-1} et s'écrivent :

$$\begin{cases} W_{st} = W_a = \phi\sigma(\nu) \\ W_{sp} = \frac{1}{\tau_2} \end{cases} \quad (2.1)$$

où ϕ est le flux de photons exprimé en $\text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$, $\sigma(\nu)$ est la section efficace d'interaction à la fréquence ν du matériau (exprimée en m^2), et τ_2 est la durée de vie (en s) du niveau d'énergie E_2 .

Approche analytique

La première étape dans la réalisation d'un laser émettant à une fréquence ν donnée consiste donc à choisir un matériau possédant une transition $E_2 \rightarrow E_1$ qui permette d'amplifier un rayonnement à cette fréquence. Il faut ensuite un système de pompage dont le rôle est d'apporter de l'énergie à ce milieu amplificateur afin d'exciter au niveau E_2 les atomes désexcités. Le troisième et dernier élément constitutif d'un laser continu est un résonateur optique (*i.e.* un système de miroirs adapté à la fréquence souhaitée) placé autour du milieu amplificateur et permettant de multiplier le nombre de passage des photons dans le milieu amplificateur. Dans la suite, on se placera dans le cas d'un résonateur formé de deux miroirs, comme présenté Figure 2.2. Afin de laisser sortir de la cavité une partie de l'énergie optique, le coefficient de transmission d'au moins un des miroirs est strictement inférieur à 100%.

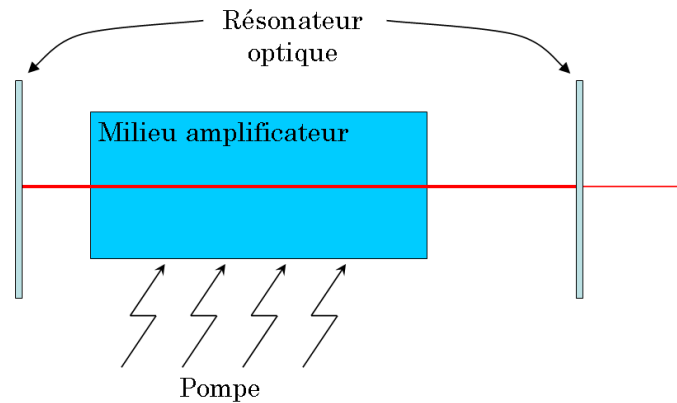


FIGURE 2.2 – Le laser continu typique : un système de pompage apportant de l'énergie à un milieu amplificateur placé dans un résonateur optique (ici deux miroirs).

On s'intéresse tout d'abord à l'expression du gain dans le milieu amplificateur. On note pour cela N_1 et N_2 les densités d'atomes (en m^{-3}) aux niveaux d'énergie E_1 et E_2 respectivement, et leur différence $N = N_2 - N_1$ est appelée l'inversion de population. Après passage par une épaisseur dz du milieu amplificateur, la variation $d\phi$ du flux de photons s'écrit :

$$d\phi = N_2 W_{st} dz - N_1 W_{st} dz = N W_{st} dz \quad (2.2)$$

On a alors :

$$\frac{d\phi}{dz} = N \sigma_r \phi(z) \quad (2.3)$$

et finalement :

$$\phi(z) = \phi_0 \exp[\gamma(\nu)z] \quad (2.4)$$

où ϕ_0 est le flux de photons initial et $\gamma(\nu)$ le gain par unité de longueur exprimé en m^{-1} , avec :

$$\gamma(\nu) = N\sigma(\nu) \quad (2.5)$$

Il apparaît clairement que le caractère amplificateur ou absorbant du matériau est déterminé par le signe de $\gamma(\nu)$, c'est-à-dire par celui de l'inversion de population N . Afin de pouvoir amplifier le flux de photons, il est donc nécessaire de maintenir une population N_2 d'atomes à l'état excité supérieure à N_1 , celle dans l'état d'énergie E_1 . Cette condition est impossible à réaliser avec un système à deux niveaux d'énergie : dans le meilleur des cas, on obtiendrait $N_2 = N_1$, ce qui revient à avoir un milieu "transparent". Kastler démontre en 1958 que le pompage optique du niveau E_1 vers un niveau E_3 supérieur au niveau E_2 permet de construire une inversion de population positive. Il convient donc de travailler avec des milieux à au moins 3 niveaux d'énergie (voir Figure 2.3), le cas le plus confortable étant les milieux à 4 niveaux d'énergie pour lesquels la transition du niveau d'énergie E_1 vers le niveau fondamental d'énergie E_0 est très rapide et souvent considérée comme instantanée. On constate alors que $N_1 \approx 0$, d'où $N = N_2$: N sera donc strictement positive dès que l'on commencera à pomper le matériau.

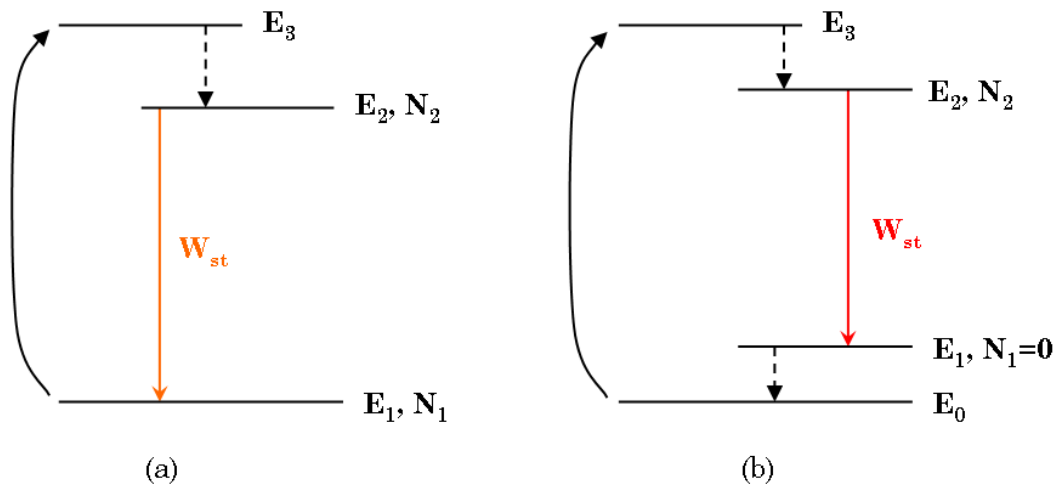


FIGURE 2.3 – Organisation des niveaux d'énergie dans un système à 3 niveaux (a) et à 4 niveaux (b). Les transitions représentées en pointillé sont des transitions non radiatives et de durée de vie très courtes (que l'on considèrera comme instantanées).

Au cours de son trajet dans la cavité laser, le flux de photons subit par ailleurs un certain nombre de pertes. Les phénomènes d'absorption et de diffusion induisent un coefficient de pertes α_s exprimé en m^{-1} . On note L la longueur optique de la cavité, avec $L = n_g l_g + l_{air}$ où n_g et l_g sont respectivement l'indice et la longueur du milieu amplificateur, et l_{air} la

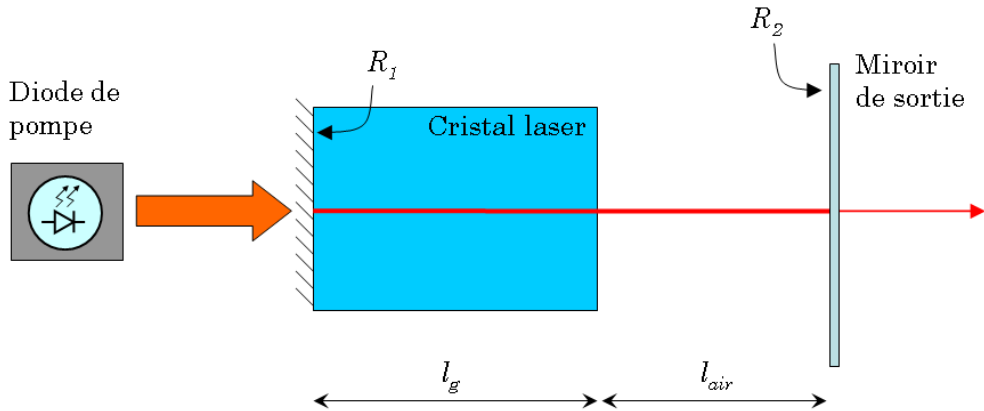


FIGURE 2.4 – Laser continu tel qu’il sera modélisé par la suite. Le milieu amplificateur est un cristal à 4 niveaux d’énergie dont le pompage est effectué au moyen d’une diode laser à travers une extrémité du cristal. Cette face constitue un miroir de réflectivité R_1 pour la longueur d’onde d’émission du cristal mais transmet totalement la longueur d’onde de pompe.

longueur restante de cavité (voir Figure 2.4). Ainsi, après un aller-retour dans la cavité, le flux de photons est diminué d’un facteur $R_1 R_2 \exp(-2\alpha_s L)$ où R_1 et R_2 sont les coefficients de réflexions des miroirs formant la cavité. On regroupe alors toutes ces pertes sous un seul coefficient de pertes linéique α_r tel que :

$$\exp(-2\alpha_r L) = R_1 R_2 \exp(-2\alpha_s L) \quad (2.6)$$

d’où :

$$\alpha_r = \alpha_s + \frac{1}{2L} \ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right) \quad (2.7)$$

Afin d’obtenir un effet laser, il est nécessaire que le nombre de photons dans la cavité augmente à chaque aller-retour, c’est-à-dire que le gain $\gamma(\nu)$ apporté par le milieu amplificateur soit supérieur à l’ensemble des pertes α_r :

$$\gamma(\nu) l_g > \alpha_r(\nu) L \quad (2.8)$$

En utilisant l’équation 2.5, on rapporte cette condition à l’inversion de population :

$$N > N_t \quad (2.9)$$

où N_t est l’inversion de population seuil, c’est-à-dire l’inversion minimale à créer pour obtenir un effet laser, s’exprimant ainsi :

$$N_t = \frac{2L\alpha_r}{\sigma(\nu) l_g} \quad (2.10)$$

Si on se place dans des conditions telles que N soit supérieur à sa valeur seuil, on obtient alors une grande population d’atomes sur le niveau d’énergie E_2 . Pour déclencher

l'effet laser, il suffit donc de quelques photons à la fréquence du laser, qui sont apportés par le phénomène d'émission spontanée. La population de photons dans la cavité est ensuite amplifiée par l'émission stimulée, conduisant à la réduction progressive de l'inversion de population. A mesure que le flux de photons augmente, le gain du milieu amplificateur diminue donc jusqu'à égaler les pertes. Le gain compensant exactement les pertes à chaque aller-retour dans la cavité, l'amplification s'arrête et le nombre de photons se stabilise. Cette saturation du gain causée par l'augmentation du flux de photons est représentée Figure 2.5 et suit une loi du type :

$$\gamma(\nu) = \frac{\gamma_0(\nu)}{1 + \frac{\phi}{\phi_s}} \quad (2.11)$$

où $\gamma_0(\nu)$ est le gain en cavité froide (*i.e.* juste avant le déclenchement de l'amplification), et ϕ_s est le flux de saturation. Ce dernier paramètre dépend des paramètres intrinsèques du milieu amplificateur et représente le flux pour lequel le gain a diminué de moitié. Pour plus de précisions sur ce phénomène, le lecteur intéressé pourra se reporter à l'ouvrage *Fundamentals Of Photonics*, p.481 (Saleh et Teich 1991).

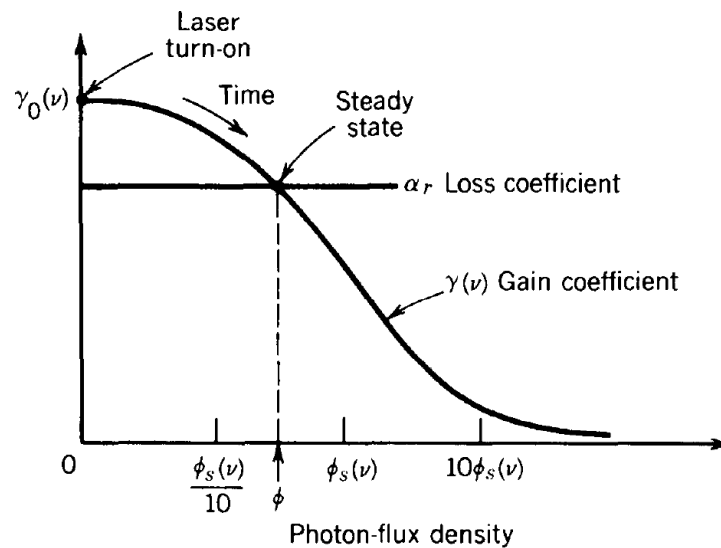


FIGURE 2.5 – Courbe d'évolution du gain $\gamma(\nu)$ en fonction du flux de photons ϕ mettant en évidence la saturation du gain. (Saleh et Teich (1991) p.504)

Il est donc possible de déterminer analytiquement la puissance de sortie du laser continu monochromatique après stabilisation (*i.e.* en régime permanent). Comme le résume la Figure 2.5, le terme de pertes α_r , point central de ce modèle, permet également de calculer l'inversion seuil et par conséquent la puissance de pompe à apporter pour démarrer le laser.

Approche numérique

Il peut également être intéressant de connaître le comportement du laser en fonction du temps. Dans le cas du laser continu monochromatique, ce type d'approche permet d'étudier notamment le régime transitoire au moment du démarrage, mais servira ici principalement de préambule aux modèles qui seront présentés dans les parties suivantes. On abandonne alors l'approche analytique pour calculer numériquement l'évolution de l'inversion de population N et de la densité de photons φ dans la cavité en discrétisant la variable temporelle. Le point de départ de cette approche est le système d'équations différentielles régissant le fonctionnement du laser, dont l'origine est décrite dans la suite :

$$\begin{cases} \frac{d\varphi}{dt} = \frac{\varphi}{t_{cav}} (2\sigma l_g N - 2\alpha_r L) \\ \frac{dN}{dt} = R_p - \frac{N}{\tau_2} - c\sigma N\varphi \end{cases} \quad (2.12)$$

où t_{cav} est le temps mis par un photon pour faire un aller-retour dans la cavité avec $ct_{cav} = 2L$, l_g est la longueur du milieu à gain, et R_p est le taux d'inversion de population apportée par la pompe. Par souci de simplicité d'écriture, $\sigma(\nu)$ est maintenant noté simplement σ . La première de ces deux équations s'obtient en considérant les variations de la densité de photons lors d'un aller-retour dans la cavité, rapportées à un intervalle de temps dt . Le premier terme représente l'augmentation apportée par le double passage dans le milieu amplificateur, le deuxième terme est l'expression des pertes. La deuxième équation décrit l'évolution de l'inversion de population N . Il est intéressant de remarquer que l'on voit apparaître les trois formes d'interaction photon/atome présentées précédemment : l'absorption de la pompe qui alimente l'inversion de population (premier terme), l'émission spontanée (deuxième terme) dont l'expression vient simplement de la probabilité d'interaction W_{sp} décrite dans le système 2.1, et l'émission stimulée (troisième terme) à l'origine de l'amplification laser. L'expression de ce dernier terme est basée sur sa probabilité d'interaction W_{st} , de la même manière que dans le cas de l'émission spontanée. Il suffit simplement de changer l'expression pour faire apparaître φ :

$$NW_{st} = N\sigma\varphi = N\sigma c\varphi \quad (2.13)$$

Après avoir défini un pas temporel p , les valeurs à chaque instant de φ_i et N_i sont calculées ainsi :

$$\begin{cases} \varphi_{i+1} = \varphi_i + p \frac{\varphi_i}{t_{cav}} (2\sigma l_g N_i - 2\alpha_r l_{cav}) \\ N_{i+1} = N_i + p R_p - p \frac{N_i}{\tau_2} - p c \sigma N_i \varphi_i \end{cases} \quad (2.14)$$

L'évaluation des valeurs successives a été réalisée dans notre cas par une méthode de Runge-Kutta d'ordre 4 pour limiter les erreurs. Pour le cas continu monochromatique, il est

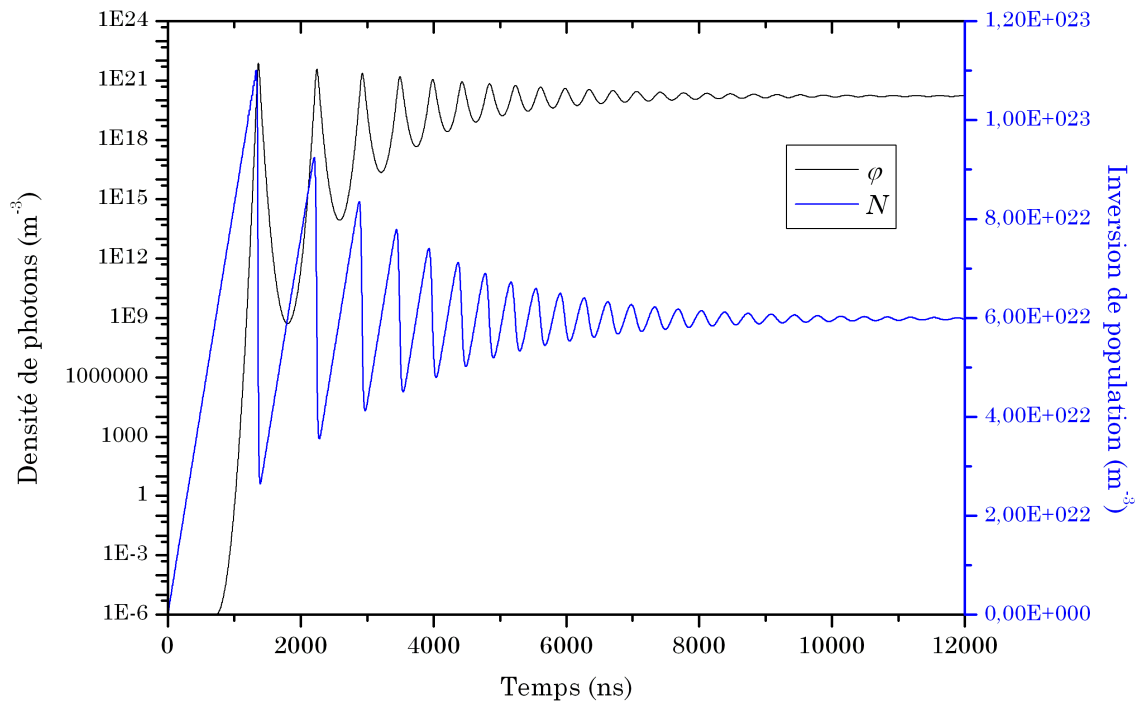


FIGURE 2.6 – Modélisation numérique du laser continu monochromatique : évolution temporelle de la densité de photons φ dans la cavité et de l'inversion de population N appliquée au cas d'un laser Nd :YAG.

alors possible d'observer les oscillations de l'énergie entre les photons et le milieu amplificateur au moment du démarrage. La figure 2.6 montre le résultat d'une telle modélisation appliquée au cas d'un laser Nd :YAG émettant à 1064 nm pompé optiquement à 808 nm avec les paramètres suivants :

- $l_g = 3 \text{ mm}$;
- $n_g = 1,82$;
- $l_{air} = 1 \text{ mm}$;
- $\tau_2 = 240 \mu\text{s}$;
- section efficace d'émission stimulée $\sigma = 2,8 \cdot 10^{-23} \text{ m}^2$;
- coefficient d'absorption de la pompe $\alpha_p = 718 \text{ m}^{-1}$, correspondant à un dopage à 1,3% ;
- réflectivité du miroir de sortie $R_{out} = 0,99$, celle de l'autre miroir étant égale à 1 ;
- puissance de pompe $P_p = 2 \text{ W}$.

La modélisation du laser continu monochromatique, peu complexe et bien connue, constitue ici seulement un résultat intermédiaire. Nous ne détaillerons donc pas plus l'étude de ce cas élémentaire afin de passer à la simulation des lasers impulsionnels.

2.1.2 Les lasers impulsionnels à déclenchement passif

L'intérêt des lasers impulsionnels vient de leur capacité à produire des impulsions lumineuses dont la puissance crête dépasse de plusieurs ordres de grandeur la puissance émise dans le cas continu. Le principe est de stocker une grande quantité d'énergie dans le milieu amplificateur pendant le temps où le laser est éteint, puis de la libérer sous forme lumineuse dans un intervalle de temps très court. Parmi les différentes solutions possibles permettant d'obtenir un fonctionnement impulsionnel, nous nous intéressons à celle du déclenchement passif (appelé également Q-switch passif).

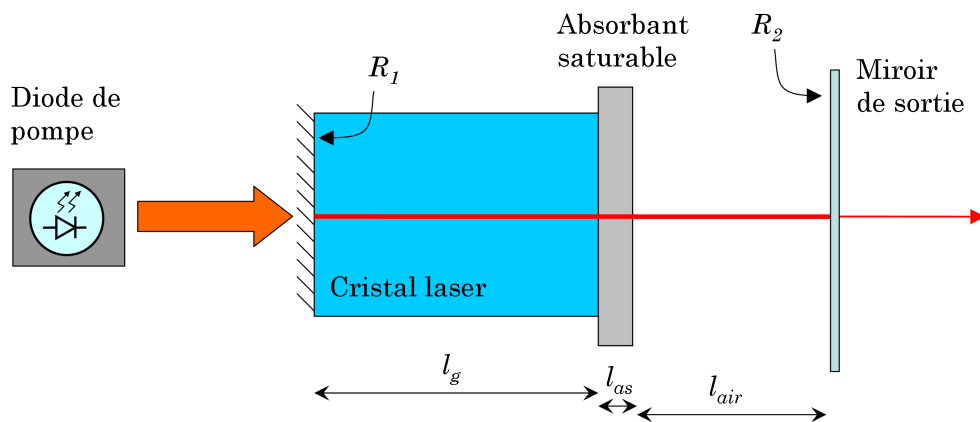


FIGURE 2.7 – Laser impulsionnel à déclenchement passif tel qu'il sera modélisé par la suite. Par rapport au cas continu présenté figure 2.4, un absorbant saturable de longueur l_{as} a été ajouté dans la cavité, directement contre le cristal.

Le principe du déclenchement consiste à moduler les pertes dans la cavité : le coefficient α_r passe brusquement d'une valeur élevée lorsque le laser est éteint à une valeur beaucoup plus faible. Les pertes appliquées au flux de photons deviennent alors très inférieures au gain, entraînant la création d'une impulsion lumineuse de grande puissance. Le déclenchement passif, contrairement au déclenchement actif, n'offre aucun contrôle direct sur le déclenchement des impulsions, mais est plus simple à mettre en œuvre de par l'absence d'électronique de contrôle et offre une plus grande compacité. Pour cela, on introduit dans la cavité un élément appelé absorbant saturable (voir figure 2.7) dont la particularité est de posséder un coefficient de transmission dépendant de la puissance optique incidente. Plus précisément, l'application d'une puissance incidente suffisamment élevée aura pour résultat de saturer l'absorbant, c'est-à-dire de faire passer son coefficient de transmission à une valeur proche de 100%.

En première approximation, on peut simplifier le comportement physique du matériau comme un système à 3 niveaux d'énergie (voir Figure 2.3 (a)). À l'état initial, les atomes sont sur le niveau fondamental ; l'absorption est donc importante car le rayonnement inci-

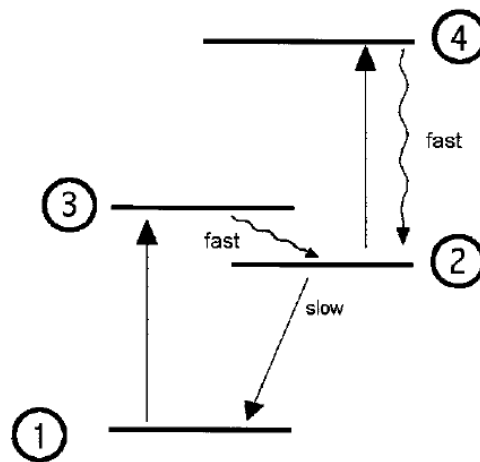


FIGURE 2.8 – Organisation des niveaux d'énergie d'un absorbant saturable à 4 niveaux. Les transitions représentées par une flèche ondulée sont non radiatives et considérées comme instantanées. L'absorption du rayonnement laser fait initialement passer les atomes du niveau d'énergie 1 vers le niveau d'énergie 3 (Koechner et Bass (2003) p.303).

dent correspond à la transition entre le niveau fondamental et le niveau haut. Si le nombre de photons incidents est suffisamment élevé, une inversion de population va être créée, de la même manière que dans le cas d'un cristal laser. Lorsque tous les atomes se trouvent sur l'état intermédiaire, l'absorbant saturable devient transparent pour la longueur d'onde du laser et les pertes qu'il engendre sont alors nulles. Néanmoins dans notre cas, un modèle plus proche de la réalité consiste à considérer un quatrième niveau, comme présenté Figure 2.8. Lorsque les atomes se trouvent au niveau d'énergie 2, ceux-ci peuvent encore absorber le rayonnement incident et passer au niveau d'énergie 4. La transition de désexcitation du niveau 4 vers le niveau 2 est non radiative et considérée comme instantanée, la densité de population sur le niveau 4 est donc nulle. Par conséquent, lorsque tous les atomes de l'absorbant saturable se trouvent à l'état excité, celui-ci n'est pas transparent et induit toujours des pertes dans la cavité. Cependant, la section efficace à l'état excité est plus faible que celle à l'état fondamental, ce qui garantit le phénomène de saturation et de blanchiment du matériau. La Figure 2.9 présente l'évolution du coefficient de transmission d'un absorbant saturable à 4 niveaux. On remarque que le maximum de transmission reste strictement inférieur à 100%.

La Figure 2.10 montre le comportement schématisé d'un laser impulsif à déclenchement passif. A l'état initial, les pertes induites par l'absorbant sont importantes et l'inversion seuil du laser est donc élevée. Grâce au système de pompage du milieu amplificateur, l'inversion de population (respectivement le gain) augmente progressivement jusqu'à dépasser légèrement sa valeur seuil (respectivement les pertes) à $t = t_i$. Le laser se déclenche alors, et l'augmentation soudaine du flux de photons a pour effet de "blanchir"

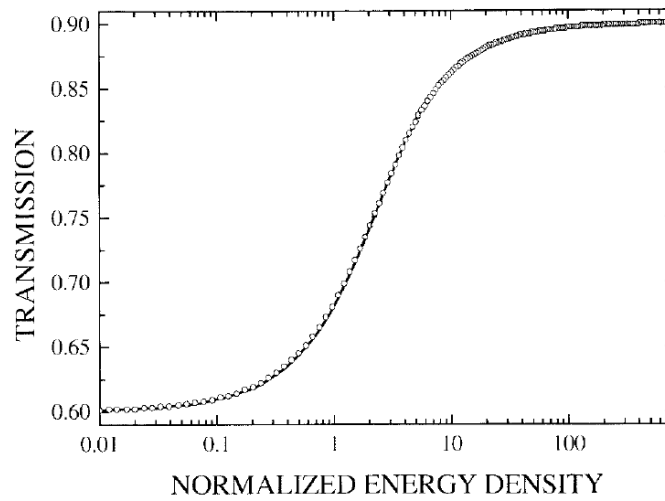


FIGURE 2.9 – Evolution du coefficient de transmission d'un absorbant saturable à 4 niveaux ($\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$) en fonction de la densité d'énergie de l'impulsion (Burshtein et al. 1998).

l'absorbant saturable, c'est-à-dire de faire passer ses atomes dans l'état intermédiaire. L'absorbant saturable étant devenu transparent, les pertes subies par les photons dans la cavité chutent brusquement. La différence importante entre le gain, toujours à un niveau élevé, et les pertes déclenche la création d'une puissante impulsion lumineuse qui détruit rapidement l'inversion de population du milieu amplificateur. Lorsque le gain passe en dessous des pertes, le nombre très important de photons toujours dans la cavité continue de dépeupler le niveau excité du milieu amplificateur. Les pertes étant devenues plus importantes que le gain, le phénomène d'amplification s'arrête et induit une diminution progressive de la densité de photons, plus ou moins rapidement en fonction de leur durée de vie dans la cavité. A $t = t_f$, le laser s'éteint et laisse alors la possibilité aux atomes de l'absorbant saturable de revenir à l'état fondamental. Les pertes sont donc ramenées à leur niveau initial élevé et le laser peut démarrer un nouveau cycle.

Nous présentons ici un algorithme récursif dont une boucle correspondra à un cycle du laser. Nous noterons $t = 0$ l'instant marquant le départ de chaque nouveau cycle, coïncidant donc avec l'instant t_f de fin du cycle précédent. Afin de simplifier la modélisation du laser impulsif à déclenchement passif, nous traiterons distinctement les deux phases de fonctionnement du laser : la phase éteinte (de $t = 0$ à t_i , voir Figure 2.10) et la phase allumée (de t_i à t_f). La première phase correspond à la période pendant laquelle l'absorbant saturable se désexcite et l'inversion de population du milieu amplificateur se reconstruit. C'est la population de l'absorbant saturable N_{as} à l'état fondamental qui détermine l'inversion seuil du laser N_t et donc l'instant final t_i de la phase éteinte, cependant nous considérerons que N_t n'est jamais atteinte avant que l'absorbant saturable ne soit complètement désexcité. Cette approximation est valide pour les matériaux que nous avons utilisé

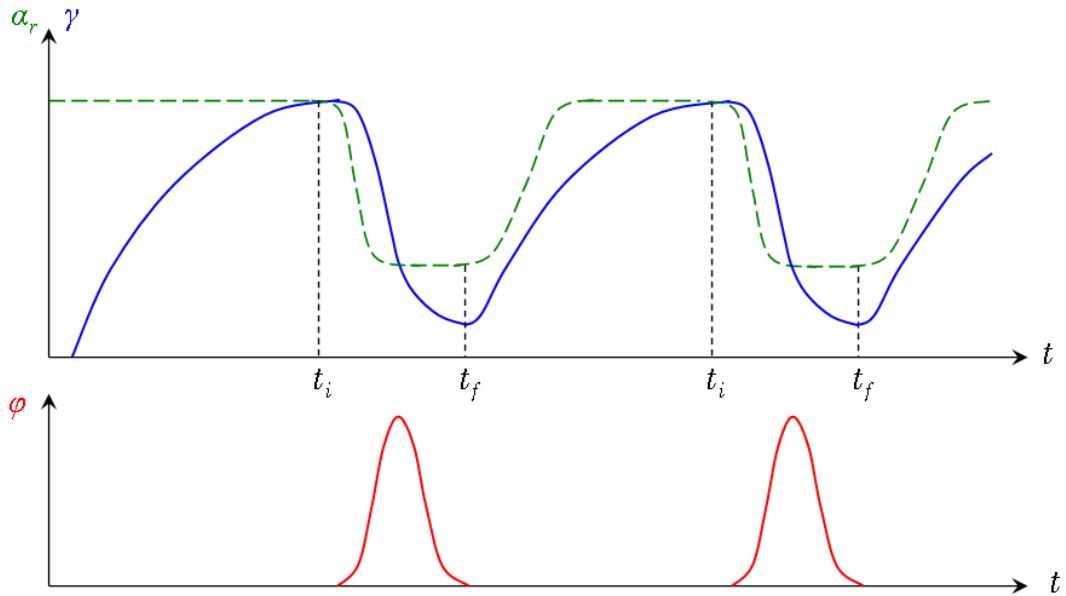


FIGURE 2.10 – Evolution du gain γ (courbe bleue), des pertes α_r (courbe verte en pointillés) et de la densité de photon φ (courbe rouge) en fonction du temps lors du fonctionnement d'un laser à déclenchement passif.

expérimentalement, puisque le temps entre deux impulsions consécutives n'est jamais descendu en dessous de $25 \mu\text{s}$ alors que la durée de vie du niveau excité de notre absorbant saturable est de l'ordre de $1 \mu\text{s}$. Selon cette approximation, l'inversion seuil est donc fixée par le coefficient d'absorption maximal de l'absorbant et le calcul du temps nécessaire pour atteindre N_t peut s'effectuer en s'intéressant seulement à l'inversion de population N dans le milieu amplificateur :

$$\frac{dN}{dt} = R_p - \frac{N}{\tau_2} \quad (2.15)$$

Cette équation du premier ordre se résout analytiquement :

$$N(t) = R_p \tau_2 + (N(0) - R_p \tau_2) \exp\left(\frac{-t}{\tau_2}\right) \quad (2.16)$$

où $N(0) = N(t_f)$ est l'inversion de population restante à la fin de l'impulsion précédente. On en déduit alors t_i l'instant de départ de l'impulsion (voir Figure 2.10) pour lequel $N(t_i) = N_t$:

$$t_i = \tau_2 \ln\left(\frac{N(0) - R_p \tau_2}{N_t - R_p \tau_2}\right) \quad (2.17)$$

Pour la phase pendant laquelle l'émission laser se produit, nous allons repartir des équations présentées dans le cas continu (système d'équations 2.12) que nous allons adapter au cas présent. Intéressons-nous tout d'abord à l'équation régissant l'évolution de l'inversion de population N dans le milieu amplificateur. Compte tenu de la très courte durée

d'une impulsion (de l'ordre de quelques nanosecondes à quelques dizaines de nanosecondes), les termes de pompage et d'émission spontanée peuvent être négligés. En effet, comme nous venons de le montrer dans l'équation 2.16, l'évolution de N liée à ces deux phénomènes est dictée par la durée de vie τ_2 du niveau 2, et cette grandeur est de l'ordre de la centaine de microsecondes pour les cristaux que nous avons utilisés. L'équation décrivant l'évolution de N s'écrit donc simplement :

$$\frac{dN}{dt} = -c\sigma N\varphi \quad (2.18)$$

Il devient ensuite nécessaire d'ajouter une équation régissant l'évolution de la population de l'absorbant saturable, car c'est ce qui déterminera une partie des pertes appliquées à la densité de photons. Pour cela, la grandeur qui sera évaluée par la suite est N_{as} , la densité d'atomes à l'état fondamental dans l'absorbant saturable. De la même manière que pour l'émission stimulée, la variation de N_{as} due à l'absorption des photons pendant l'intervalle dt vaut donc $-c\sigma_{gas}N_{as}\varphi dt$ où σ_{gas} est la section efficace d'absorption de l'absorbant saturable à l'état fondamental. Par ailleurs, la durée de vie τ_{as} du niveau excité est de l'ordre de la microseconde pour l'absorbant saturable que nous avons utilisé expérimentalement (du $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$), nous négligerons donc la désexcitation des atomes pendant la durée de l'impulsion. Finalement, l'équation régissant le comportement de l'absorbant saturable a une forme similaire à l'équation 2.18 :

$$\frac{dN_{as}}{dt} = -c\sigma_{gas}N_{as}\varphi \quad (2.19)$$

La troisième et dernière équation est celle décrivant l'évolution de la densité de photons φ . Afin de modéliser le comportement impulsionnel, il convient de coupler cette équation à celle de l'absorbant saturable en ajoutant les termes de pertes dues à l'absorbant saturable. Celles-ci sont de deux origines :

- l'absorption par les atomes à l'état fondamental, phénomène saturable grâce à la longue durée de vie du niveau excité et dont la probabilité s'écrit $c\sigma_{gas}\varphi$;
- l'absorption par les atomes à l'état excité, non saturable et dont la probabilité s'écrit $c\sigma_{eas}\varphi$ où σ_{eas} est la section efficace d'absorption du niveau excité.

La désexcitation du niveau 4 vers le niveau 2 de l'absorbant saturable est très rapide et non radiative. On considère donc que la population à l'état excité est inchangée par le phénomène d'absorption du niveau 2 vers 4, ce qui explique pourquoi la transition est non saturable. Il est à noter qu'il existe des cas où cette approximation n'est pas valable, notamment lors de l'obtention de fonctionnement impulsionnel par blocage de mode (voir par exemple la thèse de Charlet (2011)).

Afin de modéliser l'effet de l'absorption par le niveau excité, il est nécessaire de connaître la densité de population présente sur ce niveau. On note pour cela N_{as}^{ini} la densité

de population à l'état fondamental en l'absence de rayonnement incident. Au cours de l'impulsion, la population à l'état excité s'écrit alors : $N_{as}^{ini} - N_{as}$. Ainsi, en notant l_{as} l'épaisseur d'absorbant saturable, l'évolution de la densité de photons intégrant les termes de pertes dues à l'absorbant est modélisée par l'équation :

$$\frac{d\varphi}{dt} = \frac{\varphi}{t_{cav}} \left(2\sigma l_g N - 2\alpha_r L - 2\sigma_{gas} l_{as} N_{as} - 2\sigma_{eas} l_{as} (N_{as}^{ini} - N_{as}) \right) \quad (2.20)$$

que l'on réécrit :

$$\frac{d\varphi}{dt} = \frac{\varphi}{t_{cav}} \left(2\sigma l_g N - 2(\sigma_{gas} - \sigma_{eas}) l_{as} N_{as} - 2\sigma_{eas} l_{as} N_{as}^{ini} - 2\alpha_r L \right) \quad (2.21)$$

où $2(\sigma_{gas} - \sigma_{eas}) l_{as} N_{as}$ représente les pertes saturables et $2\sigma_{eas} l_{as} N_{as}^{ini} + 2\alpha_r L$ les pertes non saturables au cours d'un aller-retour dans la cavité. Finalement, le système d'équations décrivant le comportement du laser impulsionnel pendant la phase allumée est :

$$\begin{cases} \frac{d\varphi}{dt} = \frac{\varphi}{t_{cav}} \left(2\sigma l_g N - 2(\sigma_{gas} - \sigma_{eas}) l_{as} N_{as} - 2\sigma_{eas} l_{as} N_{as}^{ini} - 2\alpha_r L \right) \\ \frac{dN_{as}}{dt} = -c\sigma_{gas} N_{as} \varphi \\ \frac{dN}{dt} = -c\sigma N \varphi \end{cases} \quad (2.22)$$

A ce stade, il est intéressant d'ajouter la dimension spatiale à ce modèle théorique. Le but est notamment de prendre en compte les recouvrements entre le faisceau laser et le faisceau de pompe. On se place alors en coordonnées cylindriques : l'axe z est l'axe optique et r est la distance à l'axe optique. Le problème possédant une symétrie de révolution autour de l'axe optique, il n'est pas nécessaire de définir un angle θ . Les faisceaux sont considérés comme ayant un profil gaussien de waist constant (correspondant à un faisceau collimaté), l'expression de φ devient donc :

$$\varphi(r, t) = \varphi(0, t) \exp\left(\frac{-2r^2}{\omega_l^2}\right) \quad (2.23)$$

où $\varphi(0, t)$ est la densité de photons au centre du faisceau laser et ω_l le waist du faisceau. On s'intéressera donc par la suite à l'expression de $\varphi(0, t)$. Le système 2.22 se réécrit alors :

$$\int_0^\infty \frac{d\varphi(r, t)}{dt} 2\pi r dr = \int_0^\infty \frac{\varphi(r, t)}{t_{cav}} (2\sigma l_g N(r, t) - 2(\sigma_{gas} - \sigma_{eas}) l_{as} N_{as}(r, t) - 2\sigma_{eas} l_{as} N_{as}^{ini} - 2\alpha_r L) 2\pi r dr \quad (2.24)$$

$$\frac{dN_{as}(r, t)}{dt} = -c\sigma_{gas} N_{as}(r, t) \varphi(r, t) \quad (2.25)$$

$$\frac{dN(r,t)}{dt} = -c\sigma N(r,t) \varphi(r,t) \quad (2.26)$$

La densité de population dans l'absorbant saturable $N_{as}(r, t_i)$ au début de l'impulsion est homogène et égale à N_{as}^{ini} quel que soit r . Par contre, l'inversion de population dans le cristal est créée par le faisceau de pompe et on a donc :

$$N(r, t_i) = N(0, t_i) \exp\left(\frac{-2r^2}{\omega_p^2}\right) \quad (2.27)$$

où ω_p est le waist du faisceau de pompe. $N(0, t_i)$ est égale à l'inversion seuil (prenant en compte les pertes dues à l'absorbant) et sera explicitée par la suite. En utilisant ces conditions initiales et en intégrant les équations correspondantes du système, on obtient :

$$N_{as}(r, t) = N_{as}^{ini} \exp\left[-c\sigma_{gas} \exp\left(\frac{-2r^2}{\omega_l^2}\right) \int_{t_i}^t \varphi(0, t) dt\right] \quad (2.28)$$

$$N(r, t) = N(0, t_i) \exp\left(\frac{-2r^2}{\omega_p^2}\right) \exp\left[-c\sigma \exp\left(\frac{-2r^2}{\omega_l^2}\right) \int_{t_i}^t \varphi(0, t) dt\right] \quad (2.29)$$

Par ailleurs, nous pouvons réécrire le premier membre de l'équation 2.24 en utilisant l'expression gaussienne de la densité de photons définie par l'équation 2.23 :

$$\begin{aligned} \int_0^\infty \frac{d\varphi(r,t)}{dt} 2\pi r dr &= \frac{d}{dt} \left(\int_0^\infty \varphi(0,t) \exp\left(\frac{-2r^2}{\omega_l^2}\right) 2\pi r dr \right) \\ &= \int_0^\infty \frac{d\varphi(0,t)}{dt} \exp\left(\frac{-2r^2}{\omega_l^2}\right) 2\pi r dr \\ &= \frac{d\varphi(0,t)}{dt} \frac{\pi\omega_l^2}{2} \end{aligned} \quad (2.30)$$

En substituant les équations 2.23, 2.28, 2.29 et 2.30 dans l'équation 2.24, on obtient une équation décrivant l'évolution temporelle de $\varphi(0, t)$ et ne portant que sur cette grandeur :

$$\begin{aligned}
\frac{d\varphi(0,t)}{dt} &= \frac{4\sigma l_g N(0,t_i) \varphi(0,t)}{\omega_l^2 t_{cav}} \\
&\times \int_0^\infty \exp \left[-c\sigma \exp \left(\frac{-2r^2}{\omega_l^2} \right) \int_{t_i}^t \varphi(0,t) dt \right] \exp \left[-2r^2 \left(\frac{1}{\omega_l^2} + \frac{1}{\omega_p^2} \right) \right] 2r dr \\
&- \frac{4(\sigma_{gas} - \sigma_{eas}) l_{as} N_{as}^{ini} \varphi(0,t)}{\omega_l^2 t_{cav}} \\
&\times \int_0^\infty \exp \left[-c\sigma_{gas} \exp \left(\frac{-2r^2}{\omega_l^2} \right) \int_{t_i}^t \varphi(0,t) dt \right] \exp \left(\frac{-2r^2}{\omega_l^2} \right) 2r dr \\
&- \frac{2\varphi(0,t)}{t_{cav}} (\sigma_{eas} l_{as} N_{as}^{ini} + \alpha_r L)
\end{aligned} \tag{2.31}$$

Afin de pouvoir estimer $\varphi(0,t)$ à chaque instant, on cherche à exprimer $N(0,t_i)$. Pour cela, on se place juste avant le démarrage du laser, c'est-à-dire à $t = t_i$. A cet instant, l'émission n'ayant pas encore commencé, on a $N_{as}(0,t_i) = N_{as}^{ini}$ et $\frac{d\varphi(0,t_i)}{dt} = 0$. L'équation 2.31 devient donc :

$$\begin{aligned}
\frac{2\sigma l_g N(0,t_i)}{\omega_l^2} \left(\frac{1}{\omega_l^2} + \frac{1}{\omega_p^2} \right)^{-1} - 2(\sigma_{gas} - \sigma_{eas}) l_{as} N_{as}^{ini} - 2\sigma_{eas} l_{as} N_{as}^{ini} - 2\alpha_r L &= 0 \\
\Leftrightarrow 2\sigma l_g N(0,t_i) \frac{\omega_p^2}{\omega_p^2 + \omega_l^2} - 2\sigma_{gas} l_{as} N_{as}^{ini} - 2\alpha_r L &= 0 \\
\Leftrightarrow N(0,t_i) &= \frac{2\sigma_{gas} l_{as} N_{as}^{ini} + 2\alpha_r L}{2\sigma l_g \beta}
\end{aligned} \tag{2.32}$$

avec :

$$\beta = \frac{1}{1 + \frac{\omega_l^2}{\omega_p^2}} \tag{2.33}$$

On remarque que l'on retrouve naturellement l'expression de l'inversion seuil (voir équation 2.10) dans le cas continu, à laquelle se sont ajoutés le terme de pertes de l'absorbant saturable à l'état fondamental, ainsi qu'un terme β faisant intervenir le recouvrement spatial entre le faisceau laser et le faisceau de pompe.

L'étape suivante consiste à simplifier les intégrales portant sur r dans l'équation 2.31 par un changement de variable. Pour la première intégrale, on pose :

$$y = \exp \left[-2r^2 \left(\frac{1}{\omega_l^2} + \frac{1}{\omega_p^2} \right) \right] \tag{2.34}$$

La première intégrale portant sur r se réécrit donc :

$$\begin{aligned}
& \int_0^\infty \exp \left[-c\sigma \exp \left(\frac{-2r^2}{\omega_l^2} \right) \int_{t_i}^t \varphi(0,t) dt \right] \exp \left[-2r^2 \left(\frac{1}{\omega_l^2} + \frac{1}{\omega_p^2} \right) \right] 2r dr \\
&= \int_0^\infty \exp \left[-c\sigma y^\beta \int_{t_i}^t \varphi(0,t) dt \right] y 2r dr \\
&= \int_1^0 \exp \left[-c\sigma y^\beta \int_{t_i}^t \varphi(0,t) dt \right] \times \left(-\frac{\beta\omega_l^2}{2} \right) dy \\
&= \frac{\beta\omega_l^2}{2} \int_0^1 \exp \left[-c\sigma y^\beta \int_{t_i}^t \varphi(0,t) dt \right] dy
\end{aligned} \tag{2.35}$$

De même, pour la deuxième intégrale, on effectue le changement de variable :

$$u = \exp \left(\frac{-2r^2}{\omega_l^2} \right) \tag{2.36}$$

La deuxième intégrale sur r de l'équation 2.31 devient donc :

$$\begin{aligned}
& \int_0^\infty \exp \left[-c\sigma_{gas} \exp \left(\frac{-2r^2}{\omega_l^2} \right) \int_{t_i}^t \varphi(0,t) dt \right] \exp \left(\frac{-2r^2}{\omega_l^2} \right) 2r dr \\
&= \int_0^\infty \exp \left[-c\sigma_{gas} u \int_{t_i}^t \varphi(0,t) dt \right] u 2r dr \\
&= \int_1^0 \exp \left[-c\sigma_{gas} u \int_{t_i}^t \varphi(0,t) dt \right] \times \left(-\frac{\omega_l^2}{2} \right) du \\
&= \frac{\omega_l^2}{2} \int_0^1 \exp \left[-c\sigma_{gas} u \int_{t_i}^t \varphi(0,t) dt \right] du
\end{aligned} \tag{2.37}$$

Pour simplifier l'écriture de l'équation totale, nous noterons par la suite ces deux intégrales selon une variable u , ce qui ne change rien au sens de l'équation. En substituant les nouvelles relations 2.35 et 2.37, l'équation 2.31 devient alors :

$$\begin{aligned}
\frac{d\varphi(0,t)}{dt} &= \frac{2\sigma l_g N(0,t_i) \beta \varphi(0,t)}{t_{cav}} \int_0^1 \exp \left[-c\sigma u^\beta \int_{t_i}^t \varphi(0,t) dt \right] du \\
&\quad - \frac{2(\sigma_{gas} - \sigma_{eas}) l_{as} N_{as}^{ini} \varphi(0,t)}{t_{cav}} \int_0^1 \exp \left[-c\sigma_{gas} u \int_{t_i}^t \varphi(0,t) dt \right] du \\
&\quad - \frac{2\varphi(0,t)}{t_{cav}} (\sigma_{eas} l_{as} N_{as}^{ini} + \alpha_r L)
\end{aligned} \tag{2.38}$$

Enfin, nous allons définir de nouvelles variables (proposées par Zhang et al. (2000)) pour

transformer une dernière fois cette équation afin d'obtenir une forme condensée qui soit rapidement estimable numériquement. Ces nouvelles variables sans dimension sont notées τ et Φ et sont définies à partir du temps et de la densité de photons respectivement :

$$\tau = \frac{t}{t_{cav}} \left(2\sigma_{gas} l_{as} N_{as}^{ini} + 2\alpha_r L \right) \quad (2.39)$$

$$\Phi(r, \tau) = \varphi(r, t) \frac{2\sigma L}{2\sigma_{gas} l_{as} N_{as}^{ini} + 2\alpha_r L} \quad (2.40)$$

On peut alors exprimer certaines grandeurs utiles en fonction de ces variables :

$$\frac{d\varphi(0, t)}{dt} = \frac{d\Phi(0, \tau)}{d\tau} \times \frac{(2\sigma_{gas} l_{as} N_{as}^{ini} + 2\alpha_r L)^2}{2\sigma L t_{cav}} \quad (2.41)$$

$$\begin{aligned} \int_{t_i}^t \varphi(0, t) dt &= \int_{\tau_i}^{\tau} \Phi(0, \tau) \frac{2\sigma_{gas} l_{as} N_{as}^{ini} + 2\alpha_r L}{2\sigma L} \times \frac{t_{cav}}{2\sigma_{gas} l_{as} N_{as}^{ini} + 2\alpha_r L} d\tau \\ &= \frac{1}{\sigma c} \int_{\tau_i}^{\tau} \Phi(0, \tau) d\tau \end{aligned} \quad (2.42)$$

en rappelant que $ct_{cav} = 2L$ par définition et avec :

$$\tau_i = \frac{t_i}{t_{cav}} \left(2\sigma_{gas} l_{as} N_{as}^{ini} + 2\alpha_r L \right)$$

En substituant les nouvelles variables τ et Φ dans l'équation 2.38 et en utilisant les nouvelles relations 2.41 et 2.42, on a :

$$\begin{aligned} &\frac{d\Phi(0, \tau)}{d\tau} \frac{(2\sigma_{gas} l_{as} N_{as}^{ini} + 2\alpha_r L)^2}{2\sigma L t_{cav}} \\ &= \frac{2\sigma l_g N(0, t_i) \beta}{t_{cav}} \times \frac{2\sigma_{gas} l_{as} N_{as}^{ini} + 2\alpha_r L}{2\sigma L} \Phi(0, \tau) \int_0^1 \exp \left[-u^\beta \int_{\tau_i}^{\tau} \Phi(0, \tau) d\tau \right] du \\ &- \frac{2(\sigma_{gas} - \sigma_{eas}) l_{as} N_{as}^{ini}}{t_{cav}} \times \frac{2\sigma_{gas} l_{as} N_{as}^{ini} + 2\alpha_r L}{2\sigma L} \Phi(0, \tau) \int_0^1 \exp \left[-\frac{\sigma_{gas}}{\sigma} u \int_{\tau_i}^{\tau} \Phi(0, \tau) d\tau \right] du \\ &- \frac{2\sigma_{eas} l_{as} N_{as}^{ini} + 2\alpha_r L}{t_{cav}} \times \frac{2\sigma_{gas} l_{as} N_{as}^{ini} + 2\alpha_r L}{2\sigma L} \Phi(0, \tau) \end{aligned}$$

Et finalement, en utilisant l'expression 2.32 de $N(0, t_i)$:

$$\begin{aligned} \frac{d\Phi(0, \tau)}{d\tau} &= \Phi(0, \tau) \int_0^1 \exp \left[-u^\beta A(\tau) \right] du \\ &- M_s \Phi(0, \tau) \int_0^1 \exp \left[-\frac{\sigma_{gas}}{\sigma} u A(\tau) \right] du \\ &- M_{ns} \Phi(0, \tau) \end{aligned} \quad (2.43)$$

avec :

$$A(\tau) = \int_{\tau_i}^{\tau} \Phi(0, \tau) d\tau \quad (2.44)$$

$$M_s = \frac{2(\sigma_{gas} - \sigma_{eas}) l_{as} N_{as}^{ini}}{2\sigma_{gas} l_{as} N_{as}^{ini} + 2\alpha_r L} \quad (2.45)$$

$$M_{ns} = \frac{2\sigma_{eas} l_{as} N_{as}^{ini} + 2\alpha_r L}{2\sigma_{gas} l_{as} N_{as}^{ini} + 2\alpha_r L} \quad (2.46)$$

M_s et M_{ns} sont des grandeurs fixées par les paramètres de la cavité laser et sont donc établies dès le démarrage de la simulation. A l'inverse, $A(\tau)$ évolue au cours de l'impulsion et doit être continuellement estimée. De même que précédemment, le premier terme de droite de l'équation 2.43 représente le gain à chaque aller-retour dans la cavité, le deuxième terme exprime les pertes variables dues à l'absorbant saturable et le troisième terme les pertes constantes à chaque aller-retour. La variable $A(\tau)$ joue un rôle important puisqu'elle détermine l'évolution du niveau de gain et de pertes dans la cavité.

De la même manière que nous avons traité la dynamique du démarrage du laser avant qu'il n'atteigne le régime continu, la variable temporelle τ est discrétisée et la valeur de $\Phi(0, (i+1)p')$ à l'instant suivant est déterminée en fonction de celle à l'instant courant $\Phi(0, ip')$, avec p' le pas temporel choisi :

$$\begin{aligned} \Phi(0, (i+1)p') &= \Phi(0, ip') + p' \left(\Phi(0, ip') \int_0^1 \exp[-u^\beta A(ip')] du \right. \\ &\quad - M_s \Phi(0, ip') \int_0^1 \exp\left[-\frac{\sigma_{gas}}{\sigma} u A(ip')\right] du \\ &\quad \left. - M_{ns} \Phi(0, ip') \right) \end{aligned} \quad (2.47)$$

A nouveau, les valeurs successives sont estimées par la méthode de Runge et Kutta d'ordre 4 pour limiter les erreurs par rapport à une simple méthode d'Euler. Par ailleurs, les deux intégrales sur u sont estimées en interpolant les fonctions intégrandes par la méthode de Simpson. Plus exactement, ces fonctions sont tout d'abord calculées pour un nombre défini de points régulièrement espacés sur l'intervalle $[0;1]$ (typiquement, 10 points), puis les intégrales sont estimées à partir de ces valeurs. Il est important de souligner que les estimations des intégrandes et des intégrales doivent être recalculées pour chaque pas temporel étant donné que la valeur de $A(\tau)$ évolue. Le nombre de points choisi pour effectuer le calcul de ces intégrales de Simpson aura donc une grande influence sur la vitesse d'exécution du programme.

La forme temporelle de $\Phi(0, \tau)$ (et donc de $\varphi(0, t)$) peut maintenant être calculée numériquement. Il reste cependant une dernière étape avant de pouvoir passer au calcul de l'impulsion suivante : le calcul de l'inversion de population restant à la fin de l'impulsion. Cette opération se réalise en appliquant la formule 2.29 pour $r = 0$ et $t = t_f$:

$$N(0, t_f) = N(0, t_i) \exp \left[-c\sigma \int_{t_i}^{t_f} \varphi(0, t) dt \right] \quad (2.48)$$

Il est par ailleurs possible d'obtenir avec cette même formule l'évolution de l'inversion de population au cours de l'impulsion en l'appliquant à chaque instant. Il en va de même pour N_{as} , la population à l'état fondamental dans l'absorbant saturable, en utilisant l'équation 2.28.

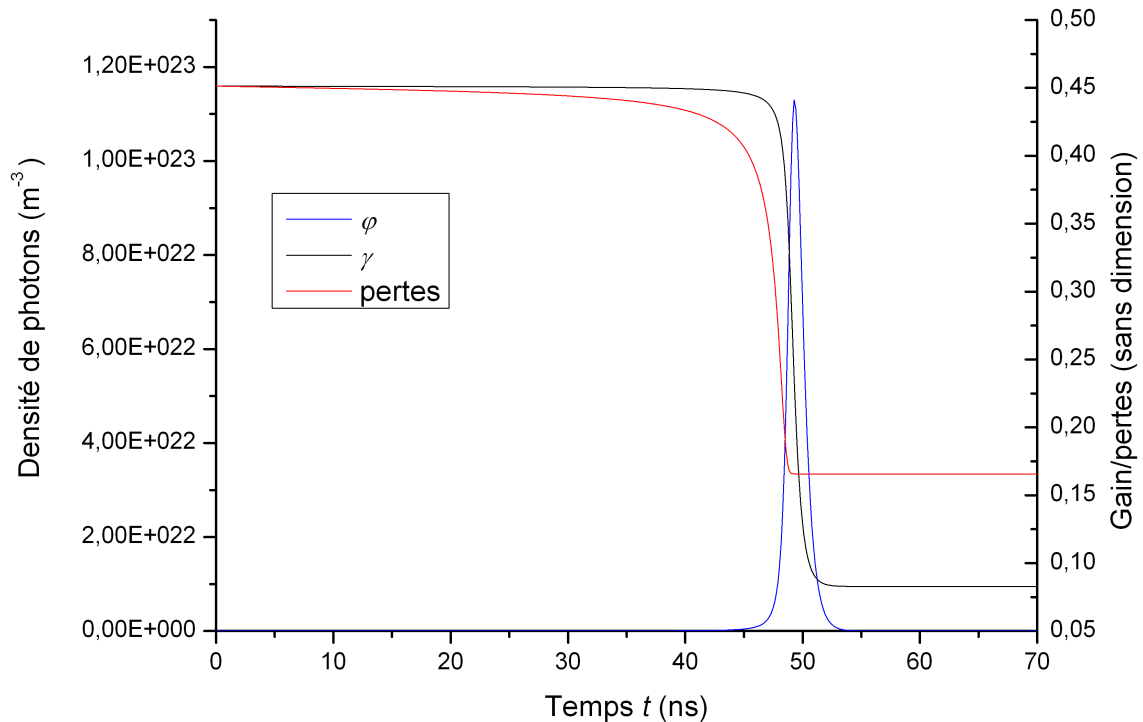


FIGURE 2.11 – Modélisation numérique de la densité de photons φ , du gain et des pertes lors d'une impulsion d'un laser à déclenchement passif.

La Figure 2.11 montre l'évolution conjointe de φ , du gain et des pertes totales au cours d'une impulsion, calculés selon la méthode décrite ci-dessus. Le terme de pertes contient toutes les pertes appliquées au flux de photon : les pertes saturables et non saturables de l'absorbant, mais aussi les pertes dues au miroir de sortie ainsi que le terme α_s dû aux phénomènes supplémentaires d'absorption et de diffusion. Ce dernier terme étant plus faible que les autres, il change très peu le comportement du laser et a donc été considéré comme nul pour les exemples présentés ici. Plus précisément, nous avons simulé un laser à cristal Nd :YAG émettant à 1064 nm, pompé à 808 nm, et dont l'absorbant saturable est un cristal de Cr^{4+} :YAG.

- $l_g = 3 \text{ mm}$;
- $l_{as} = 0,5 \text{ mm}$;
- $l_{air} = 3 \text{ mm}$;
- $\tau_2 = 240 \mu\text{s}$;
- $n_g = n_{as} = 1,82$;

- coefficient d'absorption de la pompe $\alpha_p = 718 \text{ m}^{-1}$, correspondant à un dopage à 1,3% ;
- $\sigma = 2,8.10^{-23} \text{ m}^2$;
- $\sigma_{gas} = 4,3.10^{-22} \text{ m}^2$;
- $\sigma_{cas} = 1,23.10^{-22} \text{ m}^2$;
- coefficient d'absorption de l'absorbant saturable $\alpha_{as} = N_{as}^{ini} \sigma_{gas} = 400 \text{ m}^{-1}$, correspondant à une transmission initiale de 82% environ ;
- réflectivité du miroir de sortie $R_{out} = 0,95$, celle de l'autre miroir étant égale à 1 ;
- puissance de pompe $P_p = 2 \text{ W}$;
- waist de la pompe : $\omega_{p0} = 20 \text{ }\mu\text{m}$;
- coefficient M^2 du faisceau la pompe : 25 ;
- distance du point focal du faisceau de pompe par rapport à la face d'entrée du cristal : $z_p = 1,5 \text{ mm}$;

Ces trois derniers paramètres servent à générer le profil du faisceau de pompe dans le cristal selon l'axe z par la formule :

$$\omega(z) = \omega_{p0} \sqrt{1 + \left((z - z_p) \frac{\lambda_p M^2}{\pi n_g \omega_{p0}^2} \right)^2} \quad (2.49)$$

Notre programme calcule ensuite la valeur moyenne de la largeur du faisceau de pompe $\omega(z)$ dans le cristal et affecte cette valeur à la variable ω_p . Pour la Figure 2.11, la simulation a été réalisée avec $\omega_l = \omega_p$.

Les conditions initiales portant sur $\varphi(0, t)$ (ou sur $\Phi(0, \tau)$) n'ont pas encore précisées. La valeur de $\varphi(0, t_i)$ a en fait peu d'importance sur le résultat de la simulation. Elle aura simplement pour effet de modifier la durée de construction de l'impulsion, c'est-à-dire de changer sa position temporelle, comme le montre la Figure 2.12. Cependant, la valeur crête de l'impulsion et la largeur à mi-hauteur sont inchangées. Par la suite, $\Phi(0, \tau_i)$ sera fixé à 10^{-5} , ce qui correspond à $\varphi(0, t_i) = 4,3.10^{18} \text{ m}^{-3}$ avec les paramètres précédents (courbe en rouge sur la figure 2.12).

Trois variables principales sont obtenues après simulation d'une impulsion : la largeur à mi-hauteur (abrégée LMH par la suite), la densité de photons maximale φ_{out}^{max} en sortie de la cavité et la fréquence de répétition du laser. Cette dernière variable est peu importante pour l'utilisation du laser qui est envisagée dans cette thèse, l'essentiel étant d'obtenir la puissance crête la plus élevée possible. On ne s'intéressera donc pas ici à la fréquence de répétition.

Les figures 2.13, 2.14 et 2.15 présentent l'effet de différents paramètres sur les deux variables d'intérêt, la LMH et φ_{out}^{max} . Lors de l'étude des effets d'un paramètre, tous les autres ont été fixés aux valeurs qui leur ont été assignées précédemment. Par ailleurs, nous nous sommes restreints aux paramètres que nous pourrions faire varier expérimenta-

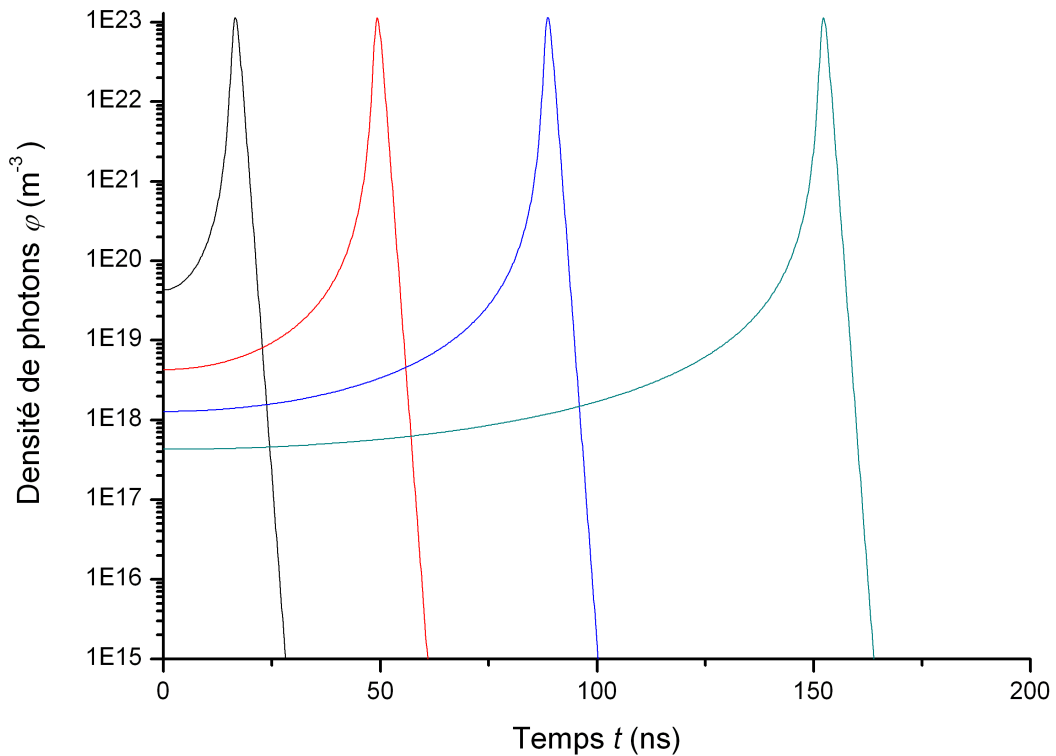


FIGURE 2.12 – Résultats de la modélisation d’une impulsion pour 4 valeurs différentes de $\varphi(0, t_i)$, tous les autres paramètres étant identiques. Les courbes de densité de photons sont représentées en échelle logarithmique pour mettre en évidence les valeurs de départ différentes.

lement, on ne s’intéressera donc pas aux paramètres intrinsèques des différents matériaux comme les sections efficaces. Les paramètres retenus sont la réflectivité du miroir de sortie R_{out} , l’épaisseur d’air dans la cavité l_{air} , le coefficient d’absorption α_{as} de l’absorbant saturable et la puissance de pompe P_p . Ce dernier paramètre ne nécessite pas de courbe étant donné qu’il n’affecte ni la LMH, ni φ_{out}^{max} . L’augmentation de la puissance de pompe a seulement pour effet d’accélérer la reconstruction de l’inversion de population dans le cristal, c’est-à-dire d’augmenter la fréquence de répétition. Les valeurs de gain et de pertes étant inchangées, les grandeurs caractéristiques de l’impulsion le sont également.

On retrouve sur la figure 2.13 l’existence bien connue d’une valeur optimale de R_{out} concernant φ_{out}^{max} , mais également concernant la LMH. Cet optimum de la largeur à mi-hauteur s’explique par le fait que R_{out} joue à la fois sur la construction et la destruction de l’impulsion. Une augmentation de R_{out} diminue les pertes à chaque aller-retour et accélère donc la construction de l’impulsion (baisse de la LMH). Mais cette diminution des pertes augmente la durée de vie des photons dans la cavité et ralentit par ailleurs la destruction de l’impulsion (hausse de la LMH). Néanmoins, ces deux phénomènes étant opposés, l’effet

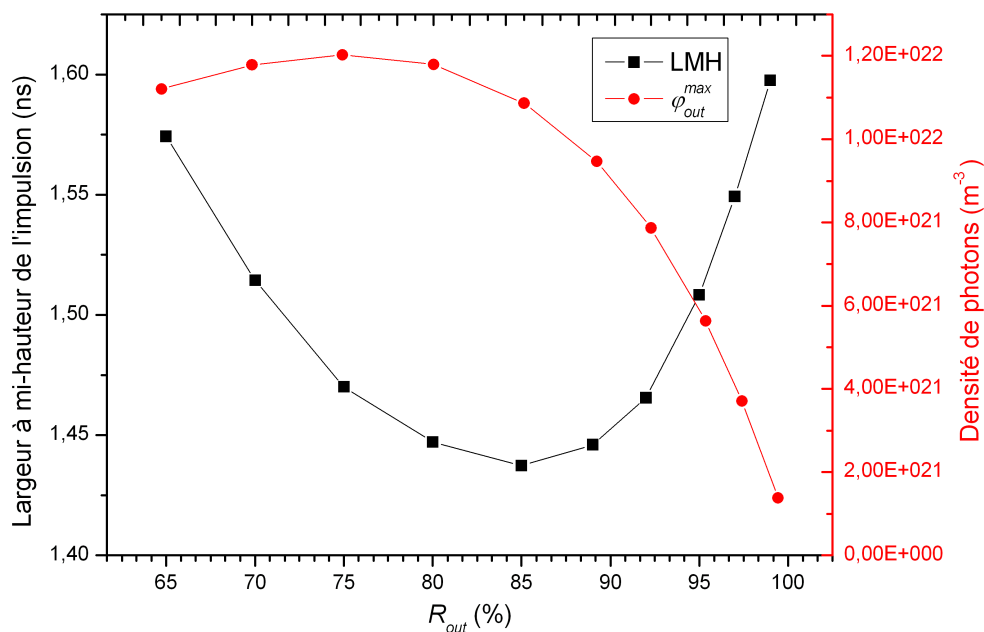


FIGURE 2.13 – Effet de la réflectivité du miroir de sortie R_{out} sur la largeur à mi-hauteur et la densité de photons maximale en sortie du laser φ_{out}^{max} .

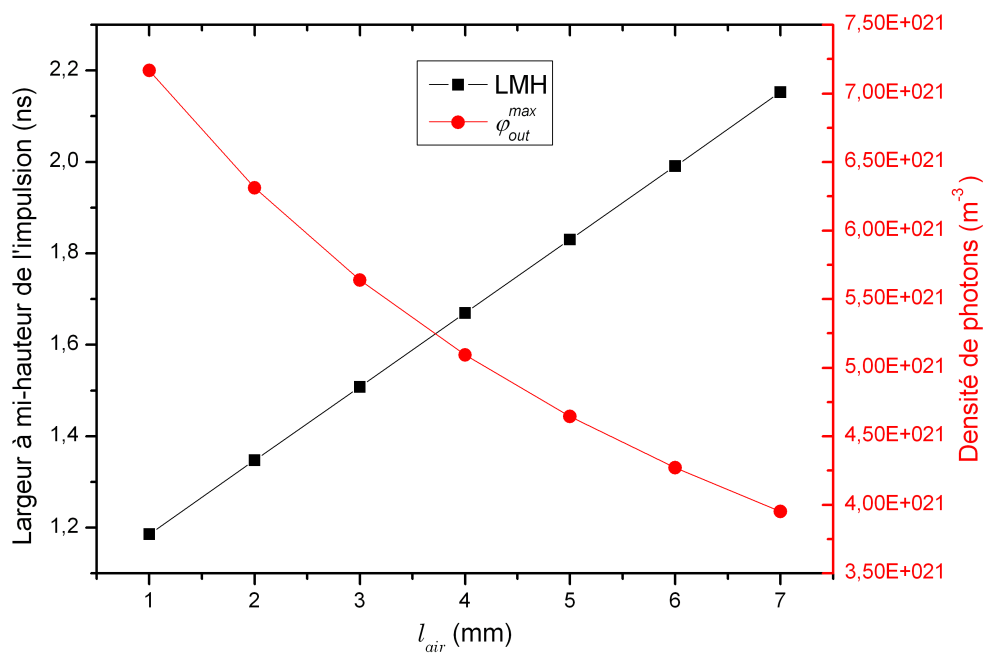


FIGURE 2.14 – Effet de l'épaisseur d'air l_{air} dans la cavité sur la largeur à mi-hauteur et la densité de photons maximale en sortie du laser φ_{out}^{max} .

de R_{out} sur la largeur de l'impulsion est relativement faible, c'est principalement la densité de photons qui est affectée.

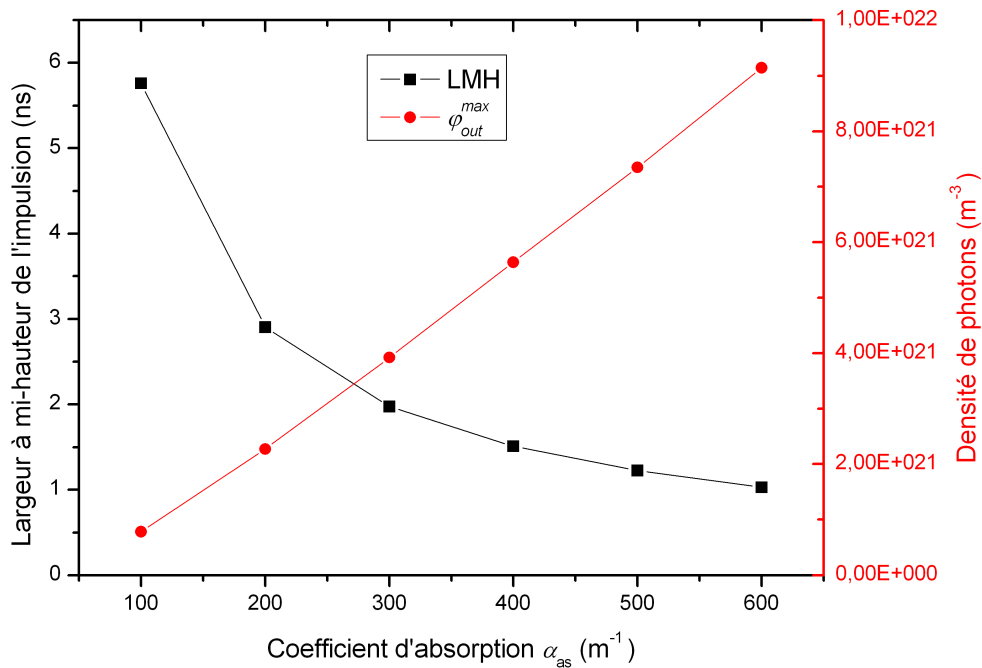


FIGURE 2.15 – Effet du coefficient d'absorption α_{as} de l'absorbant saturable sur la largeur à mi-hauteur et la densité de photons maximale en sortie du laser φ_{out}^{max} .

Sur la figure 2.14, le constat est inversé : φ_{out}^{max} varie relativement peu étant donné que l_{air} n'influence pas directement la densité de photons, alors que les variations de la LMH sont plus importantes à cause de sa liaison forte avec la durée d'un aller-retour dans la cavité. Cette figure fait donc apparaître qu'il est préférable de travailler avec une cavité aussi courte que possible afin d'obtenir la puissance crête la plus élevée et la durée d'impulsion la plus faible.

La figure 2.15 montre l'effet du coefficient d'absorption α_{as} de l'absorbant saturable, en d'autres termes l'effet de la concentration initiale d'atomes N_{as}^{ini} de l'absorbant (puisque sa section efficace σ_{as} est fixée par le choix du matériau). On constate que les deux variables observées sont relativement sensibles à ce paramètre. Une augmentation de α_{as} a pour effet d'augmenter les pertes initiales dans la cavité, et par conséquent la valeur seuil N_t de l'inversion de population. Une fois l'absorbant blanchi, le gain se trouve donc à une valeur plus élevée ce qui explique cette hausse de φ_{out}^{max} . Par ailleurs, l'augmentation de la concentration d'atomes dans l'absorbant implique aussi un accroissement des pertes lorsque l'absorbant est blanchi, ce qui réduit la durée de vie des photons dans la cavité. La destruction de l'impulsion est donc plus rapide et conduit à une LMH plus courte. Il convient donc d'utiliser un absorbant aussi dopé que possible, la limite étant qu'un absorbant trop dopé peut induire une inversion seuil trop élevée et empêcher le déclenchement du laser.

Nous avons présenté le fonctionnement en simulation des lasers monochromatiques en régime continu et impulsionnel, en faisant ressortir les grandeurs d'intérêt pour la partie expérimentale. Nous allons à présent compléter ces modèles en y ajoutant la théorie des lasers multi-longueurs d'onde.

2.2 Les lasers à deux longueurs d'onde

Les recherches sur les lasers à deux longueurs d'onde ont débuté dès les années 1970, en s'appuyant à l'origine sur la technique des lasers à colorant (Pilloff 1972). Ces articles citent alors comme champ d'application possibles la spectroscopie à deux photons, la spectroscopie des états excités ou encore la génération de fréquences dans des cristaux non-linéaires. Cette dernière application s'est particulièrement développée dans le cas de la somme de fréquences et fait encore actuellement l'objet de nombreux sujets de recherche, notamment pour la génération de faisceaux lasers à des fréquences pour lesquelles aucune transition efficace n'existe (Hérault 2007). Citons également des applications médicales, notamment dans le traitement de la peau (Jung et al. 2009) ou des ongles¹, ou encore la spectroscopie par lidar à absorption différentielle permettant par exemple d'étudier la présence de polluants dans l'atmosphère (Yu et al. 1997).

Dans cette partie, nous nous intéresserons à la modélisation des lasers à deux longueurs d'onde n'utilisant qu'un seul cristal, dopé par un seul atome : les transitions mises en jeu sont issues du même niveau énergétique, créant ainsi un couplage entre elles.

2.2.1 Les lasers continus multi-longueurs d'onde

La problématique qui entre en jeu lorsque l'on veut créer ou modéliser un laser à deux longueurs d'onde est la compétition de gain. En effet, les deux longueurs d'onde λ_1 et λ_2 que l'on cherche à émettre correspondent dans la plupart des cas à deux transitions d'un même milieu amplificateur, ces transitions partageant également le même niveau d'énergie supérieur (voir figure 2.16). Les atomes à l'état excité ont donc la possibilité de se désexciter en amplifiant l'une ou l'autre des deux longueurs d'onde. On se propose dans cette partie de prendre en compte cette compétition dans la modélisation afin de pouvoir étudier les conditions d'émission simultanée à deux longueurs d'onde.

Pour cela, nous commencerons par rappeler quelques résultats liés aux cavités Fabry-Pérot. Notre cavité à deux miroirs plans constitue un résonateur optique élémentaire et bien connu (Saleh et Teich (1991) p.312). En utilisant le modèle des ondes planes dans une cavité sans pertes, le champ électrique total $E(z, t)$ dans la cavité se note :

$$E(z, t) = E_0 \sin(kz) \exp(2j\pi\nu t) \quad (2.50)$$

1. <http://www.noveoninternational.com/>

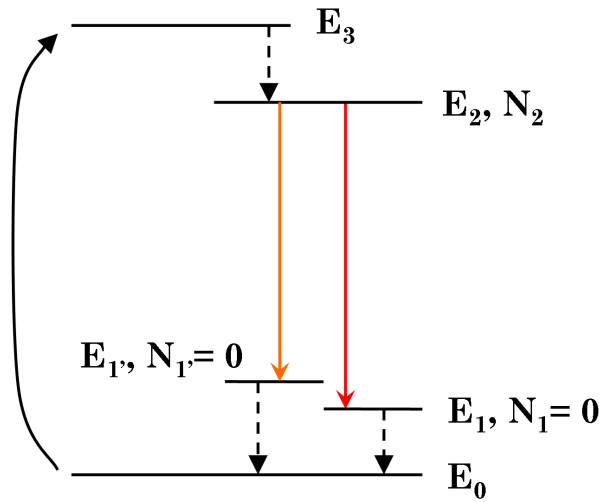


FIGURE 2.16 – Organisation des niveaux d'énergie dans un cristal pouvant être utilisé pour un laser à deux longueurs d'onde. Les transitions représentées en pointillé sont des transitions non radiatives et de durée de vie très courtes (que l'on considèrera comme instantanées).

avec E_0 l'amplitude maximale du champ électrique, $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ le nombre d'onde et ν la fréquence de l'onde. Il est important de remarquer pour la suite que le champ dans la cavité est une onde stationnaire. Par ailleurs, l'amplitude du champ devant s'annuler à tout instant à l'interface avec les miroirs, on obtient une condition sur k explicitant les longueurs d'onde de résonance de la cavité :

$$k = \frac{m\pi}{L} \quad (2.51)$$

où m est un entier strictement positif. Dans notre laser, les longueurs d'onde susceptibles d'être amplifiées sont donc réparties discrètement et l'intervalle spectral libre $\Delta\nu_f$ vaut :

$$\Delta\nu_f = \frac{c}{2\pi} \Delta k = \frac{c}{2L} \quad (2.52)$$

Lorsqu'une longueur d'onde λ_1 est émise par le cristal, sa densité de photons φ_1 est amplifiée par les atomes excités. A l'échelle macroscopique, il n'y a pas de possibilité d'amplification pour une autre longueur d'onde λ_2 puisque les atomes sont déjà "utilisés" par λ_1 . Néanmoins, si l'on se place à l'échelle de la longueur d'onde λ_1 , l'amplification n'est pas homogène dans tout le milieu amplificateur. Comme nous venons de le voir, le champ à cette longueur d'onde est stationnaire dans la cavité. La probabilité d'interaction entre le champ électrique des photons et les atomes étant proportionnelle à l'intensité du champ, il en résulte que la densité d'atomes à l'état excité N varie périodiquement avec l'intensité locale du champ : en d'autres termes, N dépend de la position z dans le milieu amplificateur. Lorsque l'intensité du champ est maximale, la probabilité de désexcitation est très forte et le gain est donc saturé par la densité de photon φ_1 . A l'inverse, lorsqu'on se trouve sur

un noeud de vibration du champ électrique, la densité de population N n'est pas affectée par la longueur d'onde λ_1 . Il est donc préférable que ces zones de gain non utilisées correspondent à des maxima d'intensité de λ_2 pour que cette dernière puisse être également amplifiée.

On comprend alors que ces cartes de champ dans le milieu amplificateur font naître un couplage complexe entre les différentes longueurs d'onde : l'amplification d'une longueur d'onde implique une diminution partielle du gain pour la (ou les) longueur(s) d'onde concurrente(s), cette diminution du gain étant déterminée par le recouvrement des figures d'intensité des champs aux différentes longueurs d'onde. Nous supposons par la suite que n modes sont susceptibles d'être amplifiés. En utilisant les équations 2.50 et 2.51, la densité de photons $\varphi_i(z, t)$ du i -ième mode dans le cristal s'écrit :

$$\varphi_i(z, t) = \varphi_i(t) \sin^2\left(\frac{m_i \pi n_g z}{L}\right) \quad (2.53)$$

avec $m_i = \frac{2L}{\lambda_i}$ où λ_i est la longueur d'onde du mode i . Par ailleurs, nous adaptons le système 2.12 décrivant le comportement temporel du laser continu monochromatique afin de prendre en compte les variations selon z d'une part, et les effets des n modes considérés d'autre part :

$$\begin{cases} \frac{d\varphi_i(z, t)}{dt} = \frac{\varphi_i(z, t)}{t_{cav}} (2\sigma_i l_g N(z, t) - 2\alpha_r L) \\ \frac{dN(z, t)}{dt} = R_p - \frac{N(z, t)}{\tau_2} - \sum_{i=1}^n c\sigma_i N(z, t) \varphi_i(z, t) \end{cases} \quad (2.54)$$

où σ_i est la section efficace d'émission stimulée du cristal pour la longueur d'onde λ_i du mode i . Avec 2.53, la première équation de ce système se réécrit :

$$\int_0^{l_g} \frac{d\varphi_i(t)}{dt} \sin^2\left(\frac{m_i \pi n_g z}{L}\right) dz = \int_0^{l_g} \frac{\varphi_i(t)}{t_{cav}} (2\sigma_i l_g N(z, t) - 2\alpha_r L) \sin^2\left(\frac{m_i \pi n_g z}{L}\right) dz \quad (2.55)$$

On note :

$$S_i = \int_0^{l_g} \sin^2\left(\frac{m_i \pi n_g z}{L}\right) dz \quad (2.56)$$

Le résultat de cette intégrale présente ici peu d'intérêt bien qu'il soit aisément calculable analytiquement. S_i est strictement positif si $m_i \neq 0$, ce cas étant écarté puisqu'il correspond à un mode ne portant aucune énergie. Sous cette hypothèse, l'équation 2.55 devient :

$$\frac{d\varphi_i(t)}{dt} = \frac{\varphi_i(t)}{t_{cav}} \frac{2\sigma_i l_g}{S_i} \int_0^{l_g} N(z, t) \sin^2\left(\frac{m_i \pi n_g z}{L}\right) dz - 2\alpha_r L \frac{\varphi_i(t)}{t_{cav}} \quad (2.57)$$

$$\Leftrightarrow \frac{d\varphi_i(t)}{dt} = \frac{\varphi_i(t)}{t_{cav}} (2\sigma_i l_g N_i(t) - 2\alpha_r L) \quad (2.58)$$

avec $N_i(t)$ l'inversion de population vue par le mode i :

$$N_i(t) = \frac{1}{S_i} \int_0^{l_g} N(z, t) \sin^2\left(\frac{m_i \pi n_g z}{L}\right) dz \quad (2.59)$$

On cherche enfin à obtenir une équation définissant l'évolution de $N_i(t)$ afin d'avoir un système d'équations portant sur φ_i et N_i pour chaque mode. En utilisant la définition de N_i et la deuxième équation du système 2.54, on a :

$$\begin{aligned}
\frac{dN_i(t)}{dt} &= \frac{1}{S_i} \int_0^{l_g} \frac{dN(z,t)}{dt} \sin^2\left(\frac{m_i \pi n_g z}{L}\right) dz \\
&= \frac{1}{S_i} \int_0^{l_g} \left[R_p - \frac{N(z,t)}{\tau_2} - \sum_{k=1}^n c\sigma_k N(z,t) \varphi_k(t) \sin^2\left(\frac{m_k \pi n_g z}{L}\right) \right] \sin^2\left(\frac{m_i \pi n_g z}{L}\right) dz \\
&= R_p - \frac{N_i(t)}{\tau_2} - \sum_{k=1}^n \frac{c\sigma_k}{S_i} \varphi_k(t) \int_0^{l_g} N(z,t) \sin^2\left(\frac{m_k \pi n_g z}{L}\right) \sin^2\left(\frac{m_i \pi n_g z}{L}\right) dz \\
&= R_p - \frac{N_i(t)}{\tau_2} - \sum_{k=1}^n c\sigma_k \varphi_k(t) N_i(t) K_{i,k}
\end{aligned} \tag{2.60}$$

avec :

$$K_{i,k} = \frac{\int_0^{l_g} N(z,t) \sin^2\left(\frac{m_i \pi n_g z}{L}\right) \sin^2\left(\frac{m_k \pi n_g z}{L}\right) dz}{\int_0^{l_g} N(z,t) \sin^2\left(\frac{m_i \pi n_g z}{L}\right) dz} \tag{2.61}$$

Le paramètre $K_{i,k}$ traduit le couplage entre les modes i et k en prenant en compte le recouvrement des intensités des champs de ces deux modes. Par la suite, nous ferons l'approximation (suggérée par Lacot et Stoeckel (1996)) que les coefficients $K_{i,k}$ sont indépendants du temps, c'est-à-dire que $N(z,t) = N(z) \times N(t)$. Cette approximation est assez forte puisque l'on suppose ainsi que N varie uniformément sur tout le cristal en fonction du temps, ce qui semble aller à l'encontre de l'idée de création de zones de saturation locale du gain dont il était question au début de cette partie. En fait, cette approximation change peu la valeur finale de $K_{i,k}$ car l'essentiel de l'information est apporté par le recouvrement des sinus et car $N(z,t)$ apparaît en haut et en bas du trait de fraction. Pour vérifier cette affirmation, nous avons calculé $K_{i,k}$ avec N étant une fonction constante d'une part, puis avec N étant une fonction en \sin^2 pour simuler un dépeuplement sélectif par une longueur d'onde : les variations entre les deux valeurs obtenues de $K_{i,k}$ sont inférieures 0,5%.

Le système régissant un laser continu à n longueurs d'onde s'écrit finalement :

$$\begin{cases} \frac{d\varphi_i(t)}{dt} = \frac{\varphi_i(t)}{t_{cav}} (2\sigma_i l_g N_i(t) - 2\alpha_r L) \\ \frac{dN_i(t)}{dt} = R_p - \frac{N_i(t)}{\tau_2} - \sum_{k=1}^n c\sigma_k K_{i,k} \varphi_k(t) N_i(t) \end{cases} \tag{2.62}$$

De la même manière que dans le cas monochromatique, un pas temporel est défini et les valeurs instantanées de φ_i pour chaque mode sont estimées par la méthode de Runge et Kutta d'ordre 4. Les inversions de population N_i vues par chaque mode sont alors calculées à partir des estimations des φ_k . La figure 2.17 montre le résultat d'une telle simulation réalisée avec les paramètres d'un cristal c-cut de Nd :GdVO₄ dopé à 1,07% et pompé à 808

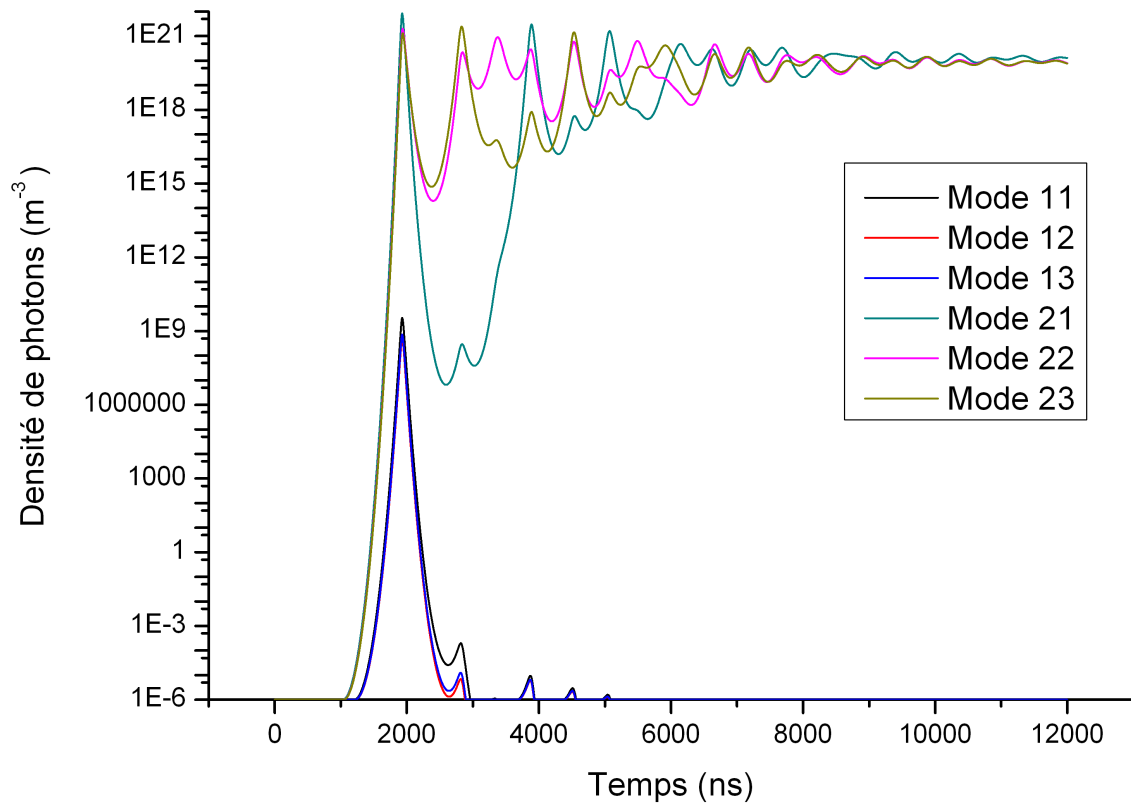


FIGURE 2.17 – Modélisation numérique des densités de photons φ_i pour un laser continu. Les 6 modes simulés sont répartis en 2 groupes de 3 modes longitudinaux successifs : les modes 11, 12 et 13 sont centrés sur la raie à 1063 nm du cristal Nd :GdVO₄, les modes 21, 22 et 23 sur la raie à 1065 nm.

nm (pour plus d'informations sur ce cristal, voir chapitre 3 section 1). Les valeurs de densité de photons variant sur de nombreux ordres de grandeurs, les données sont représentées sur une échelle logarithmique. Les paramètres utilisés pour modéliser ce nouveau laser étaient les suivants :

- $l_g = 3,48$ mm ;
- $n_g = 1,985$;
- $l_{air} = 2$ mm ;
- $\tau_2 = 95$ μ s ;
- section efficace d'émission stimulée à 1063 nm : $\sigma_1 = 1,8 \cdot 10^{-23}$ m² ;
- section efficace d'émission stimulée à 1065 nm : $\sigma_2 = 2,1 \cdot 10^{-23}$ m² ;
- coefficient d'absorption de la pompe $\alpha_p = 770$ m⁻¹, correspondant à un dopage à 1,07% ;
- réflectivité du miroir de sortie $R_{out} = 0,99$, celle de l'autre miroir étant égale à 1 ;
- puissance de pompe $P_p = 2$ W.

Les coefficients $K_{i,k}$ étant constants, ils sont calculés une seule fois au début du programme. Comme la puissance du faisceau de pompe diminue à mesure que z augmente à cause de l'absorption par le cristal, l'inversion de population initiale n'est pas constante sur toute la longueur du cristal. Ainsi, pour le calcul des coefficients $K_{i,k}$, $N(z)$ prend la forme du profil de puissance en fonction de z , et on a donc :

$$K_{i,k} = \frac{\int_0^{l_g} \exp(-\alpha_p z) \sin^2\left(\frac{m_i \pi n_g z}{L}\right) \sin^2\left(\frac{m_k \pi n_g z}{L}\right) dz}{\int_0^{l_g} \exp(-\alpha_p z) \sin^2\left(\frac{m_i \pi n_g z}{L}\right) dz} \quad (2.63)$$

L'effet de cette forme de $N(z)$ est de donner plus de poids au recouvrement dans la zone du cristal où z est faible, c'est-à-dire proche du miroir M_1 . Tous les modes étant en phase à $z = 0$, c'est la zone de plus fort recouvrement. Cela favorise donc les modes dont les longueurs d'onde sont éloignées, puisque leurs maxima d'intensité se "déphasent" plus rapidement, faisant ainsi baisser leurs coefficients de couplage. A l'inverse pour deux modes longitudinaux successifs, la longueur d'onde varie très peu et le recouvrement reste donc assez fort sur cette zone, ce qui tend à augmenter leurs valeurs de $K_{i,k}$.

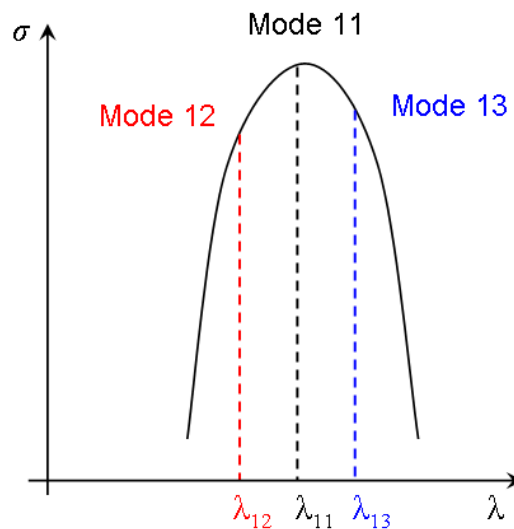


FIGURE 2.18 – Organisation des modes longitudinaux autour d'un pic de section efficace.

Les trois premiers modes (numéros 11, 12 et 13) sont trois modes longitudinaux successifs centrés sur la raie laser à 1063 nm : le mode 11 est le mode le plus proche du maximum d'émission stimulée à 1063 nm, les modes 12 et 13 sont respectivement les modes longitudinaux précédent et suivant (voir figure 2.18). Les modes 21, 22 et 23 sont organisés de la même manière autour de la raie à 1065 nm. On observe que les modes autour de 1063 nm n'apparaissent que lors des impulsions de démarrage, contrairement aux modes à 1065 nm qui se stabilisent à une densité de photons proche de 1.10^{20} m^{-3} . Ce résultat était relativement prévisible étant donné que la compétition de gain n'est pas

régulée. La section efficace à 1063 nm est trop faible par rapport à celle à 1065 nm pour obtenir une émission à deux longueurs d'onde dans ces conditions. Le cristal remplissant plus de la moitié de la cavité, le recouvrement entre les modes longitudinaux successifs est relativement faible. Les trois modes à 1065 nm peuvent donc être amplifiés sans se détruire entre eux, ils laissent alors peu de gain disponible aux modes à 1063 nm qui s'éteignent rapidement.

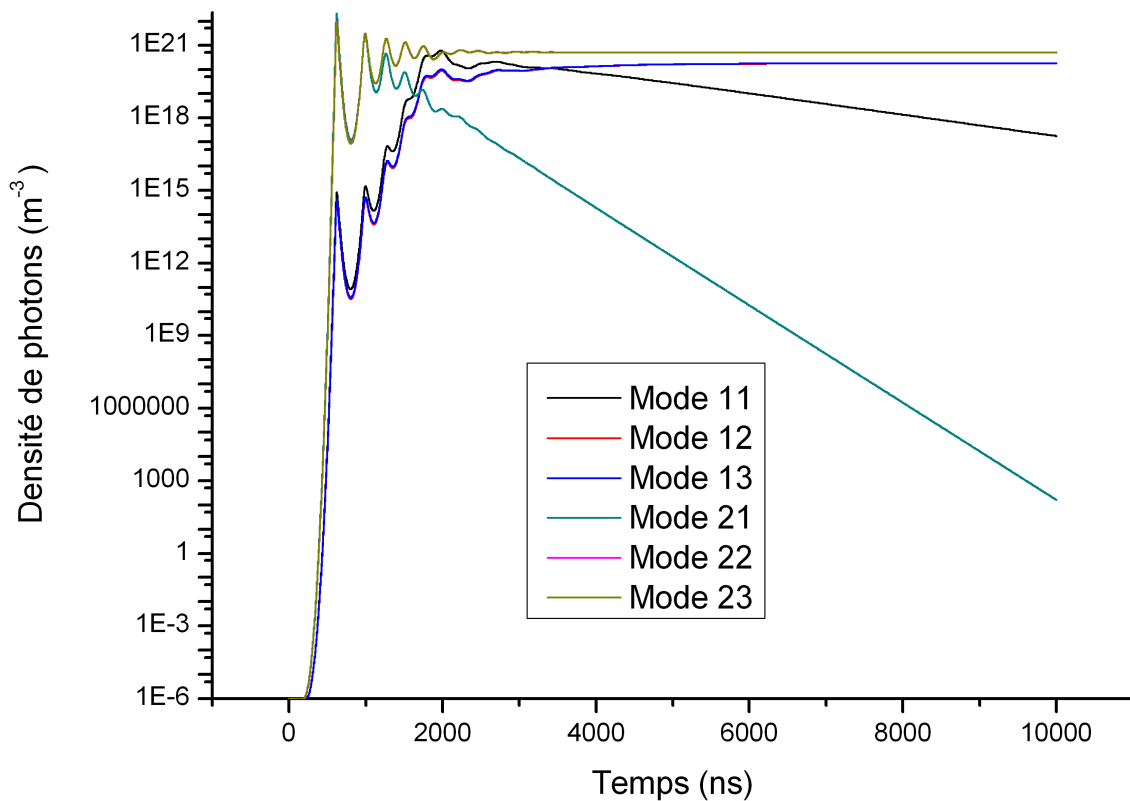


FIGURE 2.19 – Modélisation numérique des densités de photons φ_i pour un laser continu. Les paramètres ont été choisis afin d'augmenter le recouvrement entre modes longitudinaux successifs par rapport au recouvrement entre modes de raies laser différentes : diminution de la longueur du cristal l_g et augmentation de la longueur de la cavité l_{air} .

Il est théoriquement possible de contrer ce phénomène en diminuant la longueur du cristal, c'est-à-dire en limitant la compétition de gain à une zone plus restreinte de la cavité. Comme précisé précédemment, le recouvrement en bordure de cavité est d'autant plus important que les modes sont proches en longueur d'onde. Diminuer la longueur du cristal augmente donc bien plus fortement le couplage entre modes longitudinaux qu'entre des modes de raies laser différentes. Par ailleurs, l'augmentation de la longueur totale de la

cavité en éloignant le miroir de sortie aura pour effet d'accentuer encore cette tendance grâce à la diminution de l'intervalle spectral libre.

La figure 2.19 est le résultat de la simulation en utilisant un cristal de longueur $l_g = 1$ mm et une distance $l_{air} = 9$ mm entre le cristal et le miroir de sortie, tous les autres paramètres restant inchangés. Cette fois-ci, on retrouve bien des modes appartenant à chacune des deux raies laser après stabilisation du laser. On observe également que sur chaque raie laser, le mode longitudinal central (modes 11 et 21) tend à s'éteindre petit à petit, résultat de l'augmentation annoncée de la compétition entre modes longitudinaux. Les coefficients $K_{i,k}$ pour deux modes longitudinaux consécutifs présentent une augmentation d'environ 50% par rapport au cas précédent, alors que les coefficients de couplage entre deux modes de raies laser différentes sont inchangés (moins de 2% de différence).

Notre modélisation du laser continu à plusieurs longueurs d'onde fait donc ressortir qu'il est préférable de mettre en œuvre des longueurs de cavité plus élevées pour faciliter l'émission simultanée de plusieurs raies laser. Nous allons à présent nous intéresser aux lasers impulsionnels à plusieurs longueurs d'onde pour lesquels l'absorbant saturable joue un rôle non négligeable dans la compétition entre les différentes longueurs d'onde.

2.2.2 Les lasers impulsionnels multi-longueurs d'onde

La modélisation multi-modes des lasers impulsionnels fait apparaître plusieurs formes de couplage entre les modes : le couplage dû à la compétition de gain de la même manière qu'en régime continu, mais également un couplage dans l'absorbant saturable, lui aussi issu des champs stationnaires dans la cavité. C'est ce que nous nous proposons de montrer dans cette partie. En intégrant la forme spatiale 2.53 de φ_i , le système 2.22 devient :

$$\begin{cases} \frac{d\varphi_i(z,t)}{dt} = \frac{\varphi_i(z,t)}{t_{cav}} \left(2\sigma_i l_g N(z,t) - 2(\sigma_{gas} - \sigma_{cas}) l_{as} N_{as}(z,t) - 2\sigma_{cas} l_{as} N_{as}^{ini} - 2\alpha_r L \right) \\ \frac{dN_{as}(z,t)}{dt} = - \sum_{i=1}^n c\sigma_{gas} N_{as}(z,t) \varphi_i(z,t) \\ \frac{dN(z,t)}{dt} = - \sum_{i=1}^n c\sigma_i N(z,t) \varphi_i(z,t) \end{cases} \quad (2.64)$$

que l'on peut voir comme l'adaptation au cas impulsionnel du système 2.54. De la même manière qu'en régime continu, la troisième équation du système 2.64 va ainsi faire apparaître les coefficients de couplage $K_{i,k}$ en utilisant la définition 2.59 de $N_i(t)$. Définissons de même $N_{as,i}(t)$:

$$N_{as,i}(t) = \frac{1}{S_i} \int_0^{l_g} N_{as}(z,t) \sin^2 \left(\frac{m_i \pi n_g z}{L} \right) dz \quad (2.65)$$

avec S_i défini à l'équation 2.56. $N_{as,i}$ représente donc le nombre d'atomes à l'état fondamental vus par le mode i . Tous les modes étant relativement proches en longueurs d'onde, on

peut considérer que l'absorbant saturable présente la même section efficace σ_{gas} pour tous les modes. On a alors :

$$\frac{dN_{as,i}(t)}{dt} = - \sum_{k=1}^n c\sigma_{gas} C_{i,k} \varphi_k(t) N_{as,i}(t) \quad (2.66)$$

avec :

$$C_{i,k} = \frac{\int_{l_g}^{l_g+l_{as}} N_{as}(z,t) \sin^2\left(\frac{m_i\pi n_g z}{L}\right) \sin^2\left(\frac{m_k\pi n_g z}{L}\right) dz}{\int_{l_g}^{l_g+l_{as}} N_{as}(z,t) \sin^2\left(\frac{m_i\pi n_g z}{L}\right) dz} \quad (2.67)$$

On suppose que l'absorbant saturable est placé directement contre le cristal, les bornes de l'intégrale sur z sont donc l_g et $l_g + l_{as}$. De même que précédemment, on considère que $N_{as}(z,t)$ peut s'écrire sous la forme $N_{as}(z) \times N_{as}(t)$. Contrairement à N dans le cristal, N_{as} est homogène sur tout l'absorbant saturable avant le démarrage du laser et vaut N_{as}^{ini} . L'expression des coefficients de couplage $C_{i,k}$ se simplifie donc sous la forme :

$$C_{i,k} = \frac{\int_{l_g}^{l_g+l_{as}} \sin^2\left(\frac{m_i\pi n_g z}{L}\right) \sin^2\left(\frac{m_k\pi n_g z}{L}\right) dz}{\int_{l_g}^{l_g+l_{as}} \sin^2\left(\frac{m_i\pi n_g z}{L}\right) dz} \quad (2.68)$$

L'effet de ce couplage est important dans le comportement du laser impulsionnel multi-modes. Il traduit le fait que l'absorbant saturable est blanchi de manière inhomogène consécutivement à l'amplification d'un mode. Les pertes des autres modes diminuent alors partiellement en fonction de leur recouvrement respectif avec le mode amplifié, cette diminution étant déterminée par les coefficients $C_{i,k}$.

Dans le cas multi-longueurs d'onde, les équations 2.28 et 2.29 se réécrivent finalement :

$$N_{as,i}(r,t) = N_{as}^{ini} \exp\left[-\sum_{k=1}^n c\sigma_{gas} C_{i,k} \exp\left(\frac{-2r^2}{\omega_l^2}\right) \int_{t_i}^t \varphi_k(0,t) dt\right] \quad (2.69)$$

$$N_i(r,t) = N_i(0,t_i) \exp\left(\frac{-2r^2}{\omega_p^2}\right) \exp\left[-\sum_{k=1}^n c\sigma_k K_{i,k} \exp\left(\frac{-2r^2}{\omega_l^2}\right) \int_{t_i}^t \varphi_k(0,t) dt\right] \quad (2.70)$$

On définit alors Φ_i la densité de photons normalisée du mode i :

$$\Phi_i(r,\tau) = \varphi_i(r,t) \frac{2\sigma_i L}{2\sigma_{gas} l_{as} N_{as}^{ini} + 2\alpha_r L} \quad (2.71)$$

Ainsi, l'équation 2.43 devient dans le cas multi-modes :

$$\begin{aligned} \frac{d\Phi_i(0,\tau)}{d\tau} &= \Phi_i(0,\tau) \int_0^1 \exp\left[-u^\beta \sum_{k=1}^n K_{i,k} A_k(\tau)\right] du \\ &\quad - M_s \Phi_i(0,\tau) \int_0^1 \exp\left[-u \sum_{k=1}^n \frac{\sigma_{gas}}{\sigma_k} C_{i,k} A_k(\tau)\right] du \\ &\quad - M_{ns} \Phi_i(0,\tau) \end{aligned} \quad (2.72)$$

avec, pour rappel :

$$A_k(\tau) = \int_{\tau_i}^{\tau} \Phi_k(0, \tau) d\tau \quad (2.73)$$

$$M_s = \frac{2(\sigma_{gas} - \sigma_{eas}) l_{as} N_{as}^{ini}}{2\sigma_{gas} l_{as} N_{as}^{ini} + 2\alpha_r L}$$

$$M_{ns} = \frac{2\sigma_{eas} l_{as} N_{as}^{ini} + 2\alpha_r L}{2\sigma_{gas} l_{as} N_{as}^{ini} + 2\alpha_r L}$$

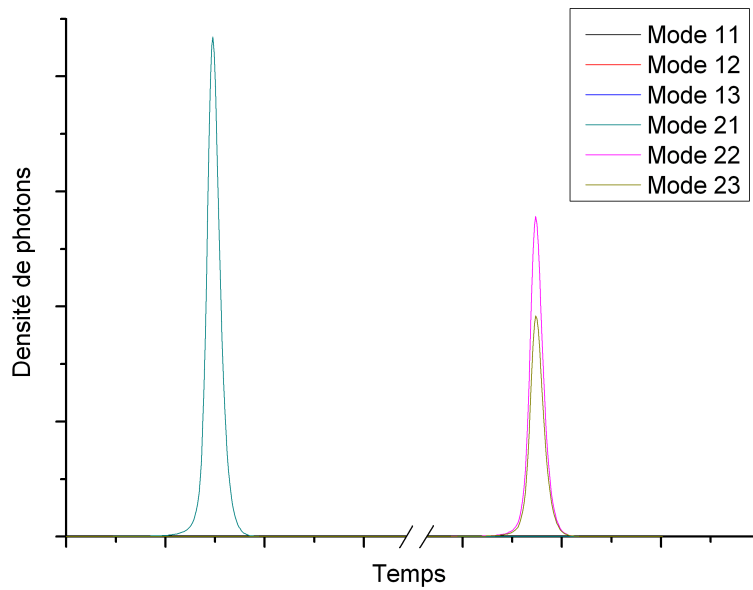


FIGURE 2.20 – Modélisation numérique des densités de photons φ_i pour un laser impulsionnel. Le laser se stabilise sur une alternance entre une impulsion avec le mode 21 seul (à gauche), et une impulsion avec les modes 22 et 23 (à droite). Le taux de répétition est d'environ 17 kHz.

En combinant les cristaux de Nd :GdVO₄ (cas continu à plusieurs longueurs d'onde) et Cr :YAG (cas impulsionnel monochromatique) comme ceux utilisés précédemment, les paramètres deviennent :

- $l_g = 3,48$ mm ;
- $l_{as} = 0,5$ mm ;
- $l_{air} = 2$ mm ;
- $n_g = 1,985$;
- $n_{as} = 1,82$;
- $\tau_2 = 95$ μ s ;
- section efficace d'émission stimulée à 1063 nm : $\sigma_1 = 1,8 \cdot 10^{-23}$ m² ;
- section efficace d'émission stimulée à 1065 nm : $\sigma_2 = 2,1 \cdot 10^{-23}$ m² ;
- $\sigma_{gas} = 4,3 \cdot 10^{-22}$ m² ;
- $\sigma_{eas} = 1,23 \cdot 10^{-22}$ m² ;

- coefficient d'absorption de l'absorbant saturable $\alpha_{as} = N_{as}^{ini} \sigma_{gas} = 200 \text{ m}^{-1}$, correspondant à une transmission initiale de 90% environ ;
- coefficient d'absorption de la pompe $\alpha_p = 770 \text{ m}^{-1}$, correspondant à un dopage à 1,07% ;
- réflectivité du miroir de sortie $R_{out} = 0,95$, celle de l'autre miroir étant égale à 1 ;
- puissance de pompe $P_p = 2 \text{ W}$.

On constate alors que ce laser émet uniquement à 1065 nm et qu'un cycle d'alternance se met en place entre les modes longitudinaux à cette longueur d'onde : comme le montre la figure 2.20, le laser émet alternativement une impulsion avec le mode 21 seul, puis une impulsion avec les modes 22 et 23. Cette alternance est évidemment due à la forte compétition entre ces modes dont les recouvrements sont importants dans le milieu amplificateur. Par ailleurs, l'absence d'émission à 1063 nm est cohérente avec les premiers résultats obtenus dans le cas continu à plusieurs longueurs d'onde pour lesquels la raie à 1063 nm n'était pas non plus amplifiée. Il était néanmoins prévisible que cela soit également le cas en impulsionnel en raison de l'accroissement des disparités entre les deux raies. En effet, lorsque la raie à 1065 nm commence à être amplifiée, elle voit ses pertes diminuer plus fortement que celles à 1063 nm à cause du blanchiment inhomogène de l'absorbant. Dès lors, les inégalités de gain entre les deux raies sont intensifiées ce qui ne laisse aucune chance à la raie à 1063 nm d'être amplifiée.

L'idée (fondamentale pour la partie expérimentale) qui ressort de cette simulation est que le régime impulsionnel est beaucoup plus sévère en terme de compétition pour un fonctionnement à deux longueurs d'onde. En effet, nous avons précédemment réussi à obtenir une émission simultanée à 1063 nm et 1065 nm en régime continu en changeant judicieusement les paramètres de la cavité. Pourtant, si l'on effectue les mêmes changements en régime impulsionnel, le comportement du laser reste le même : la seule raie émise est celle à 1065 nm.

Enfin, dans le but de tester la sévérité de la compétition en régime impulsionnel, nous avons cherché à favoriser artificiellement la raie faible en augmentant la section efficace de la raie à 1063 nm ou les pertes à 1065 nm. Malgré cette situation équilibrée imposée, le comportement reste là encore inchangé. En fonction des paramètres, l'une des deux raies prend le dessus et reste la seule émise après stabilisation. Il apparaît donc que le régime impulsionnel n'est pas favorable à un fonctionnement simultané à deux longueurs d'onde.

Conclusion du chapitre

Ce chapitre théorique nous a permis de réaliser une première approche du fonctionnement des lasers à une et plusieurs longueurs d'onde et de soulever les paramètres importants ainsi que les comportements attendus expérimentalement. Pour cela, nous avons

commencé par étudier le cas du laser continu monochromatique afin de poser les bases théoriques pour les modélisations suivantes. Nous avons ensuite décrit le comportement du laser monochromatique en régime impulsionnel passif et nous avons fait ressortir les paramètres intéressants du point de vue de la durée des impulsions et de la puissance crête, à savoir le coefficient d'absorption de l'absorbant saturable, la longueur de la cavité et la réflectivité du miroir de sortie dans une moindre mesure. Ces paramètres sont importants car ils définissent les tendances d'évolution du laser qui permettront d'optimiser ses performances dans l'objectif de la génération THz. Nous avons ensuite implémenté le modèle du régime continu en y ajoutant la théorie de la compétition de gain afin de simuler un laser à plusieurs longueurs d'onde. Il ressort que cette compétition est déterminée par le recouvrement spatial des champs stationnaires à chaque longueur d'onde, chacun d'entre eux induisant un dépeuplement inhomogène dans le milieu amplificateur. Enfin, nous avons également adapté le modèle du régime impulsionnel passif au fonctionnement à plusieurs longueurs d'onde en prenant en compte le couplage des différents modes dans le milieu amplificateur et dans l'absorbant saturable. Ce dernier modèle a permis de révéler la grande sévérité du régime impulsionnel passif en terme de compétition, régime pour lequel une émission à deux longueurs d'onde semble impossible dans ces conditions.

LASER BI-LONGUEURS D'ONDE À CAVITÉ DÉSALIGNÉE

SOMMAIRE

4.1	LASER CONTINU À DEUX CRISTAUX	91
4.1.1	Dispositif expérimental	91
4.1.2	Emission continue à deux longueurs d'onde	93
4.2	LASER IMPULSIONNEL PASSIF À DEUX CRISTAUX	95
4.3	LASER IMPULSIONNEL À DEUX CRISTAUX DÉCLENCHÉ EXTÉRIEUREMENT	100
4.3.1	Déclenchement externe	100
4.3.2	Dispositif expérimental	101
4.3.3	Conditions de synchronisation	104
4.3.4	Améliorations futures	108
	CONCLUSION	112

DANS ce chapitre, nous présentons une première approche expérimentale du laser à deux longueurs d'ondes dédié à la génération THz. Nous avons vu dans le chapitre précédent que les deux transitions mises en œuvre dans les lasers à deux longueurs d'onde partagent souvent le même niveau excité, créant ainsi une compétition de gain entre elles. Il est important de rappeler que la probabilité de se désexciter en émettant un photon à la longueur d'onde λ_1 est proportionnelle au flux de photon ϕ_1 à cette longueur d'onde. Dès lors, chaque amplification de ϕ_1 procure un avantage à λ_1 par rapport à λ_2 en terme de probabilité d'être amplifiée par la suite. Ces processus d'amplification étant mis en œuvre un très grand nombre de fois dans une cavité laser, le rayonnement laser obtenu après stabilisation est bien souvent émis uniquement à la longueur d'onde la plus favorisée au départ, c'est-à-dire ayant la section efficace d'émission stimulée la plus forte.

Pour générer un signal stable à deux longueurs d'onde, il est donc nécessaire d'équilibrer les probabilités d'amplification de λ_1 et λ_2 . Il existe beaucoup de solutions différentes à ce problème, celles-ci pouvant être classées en 2 catégories :

- l'équilibrage par les pertes ;
- la séparation spatiale des gains.

Pour les solutions appartenant à la première catégorie, le but est de compenser la différence de gain initiale par une différence de pertes. La technique la plus couramment utilisée consiste à utiliser deux miroirs de sortie différents. Chaque miroir est transparent pour une longueur d'onde et partiellement réfléchissant pour l'autre, cette réflectivité partielle étant choisie pour que l'amplification des deux longueurs d'onde soit identique après un aller-retour. Cette méthode constitue une solution facile à mettre en œuvre puisque l'on conserve ainsi une cavité droite relativement simple. Cependant, il est nécessaire que la différence $|\lambda_1 - \lambda_2|$ soit suffisamment grande pour pouvoir utiliser des miroirs sélectifs. Pour un laser dédié à la génération THz, la différence en longueur d'onde doit être comprise entre 0,33 et 33 nm, ces deux valeurs correspondant respectivement à une différence de 100 GHz et 10 THz. Il est difficile d'obtenir des réflectivités variant beaucoup sur une plage si courte, surtout si la fréquence désirée est en dessous de quelques THz. Cette solution est donc inapplicable à la génération THz en utilisant une cavité droite. Il est à noter cependant que certains auteurs prennent avantage de la polarisation linéaire croisée des deux longueurs d'onde pour séparer leurs trajectoires et les envoyer sur deux miroirs de sortie distincts, créant ainsi une cavité en T (Wu et al. 2009).

Expérimentalement, le cristal que nous avons utilisé possède deux transitions dont les longueurs d'onde sont séparées de 2 nm environ, et dont la polarisation lors de l'émission est la même. Nous devons donc nous pencher sur les solutions utilisant la séparation spatiale des gains. Dans ce cas de figure, les deux longueurs d'onde sont amplifiées soit par 2 cristaux différents, soit par des zones différentes du même cristal. Il n'y a donc plus de compétition de gain puisque les deux longueurs d'onde ne sont pas amplifiées par les mêmes atomes. Il existe là encore plusieurs possibilités pour séparer spatialement l'amplification des deux longueurs d'ondes : utiliser plusieurs cristaux (Hérault et al. (2008) et voir le chapitre suivant), ou utiliser des zones différentes du même cristal (Alouini et al. 1998, Brenier et al. 2007).

Dans ce chapitre, nous nous proposons d'explorer une nouvelle voie en mettant en œuvre un laser bi-longueurs d'onde à cavité désalignée. Nous expliquerons dans une première partie le choix du cristal utilisé comme milieu amplificateur, puis nous décrirons le dispositif expérimental et les résultats obtenus avec ce laser lorsqu'il est employé en régime continu, et enfin nous nous intéresserons à l'étude de son fonctionnement en régime impulsionnel.

3.1 Etude spectroscopique des cristaux de Nd :GdVO₄

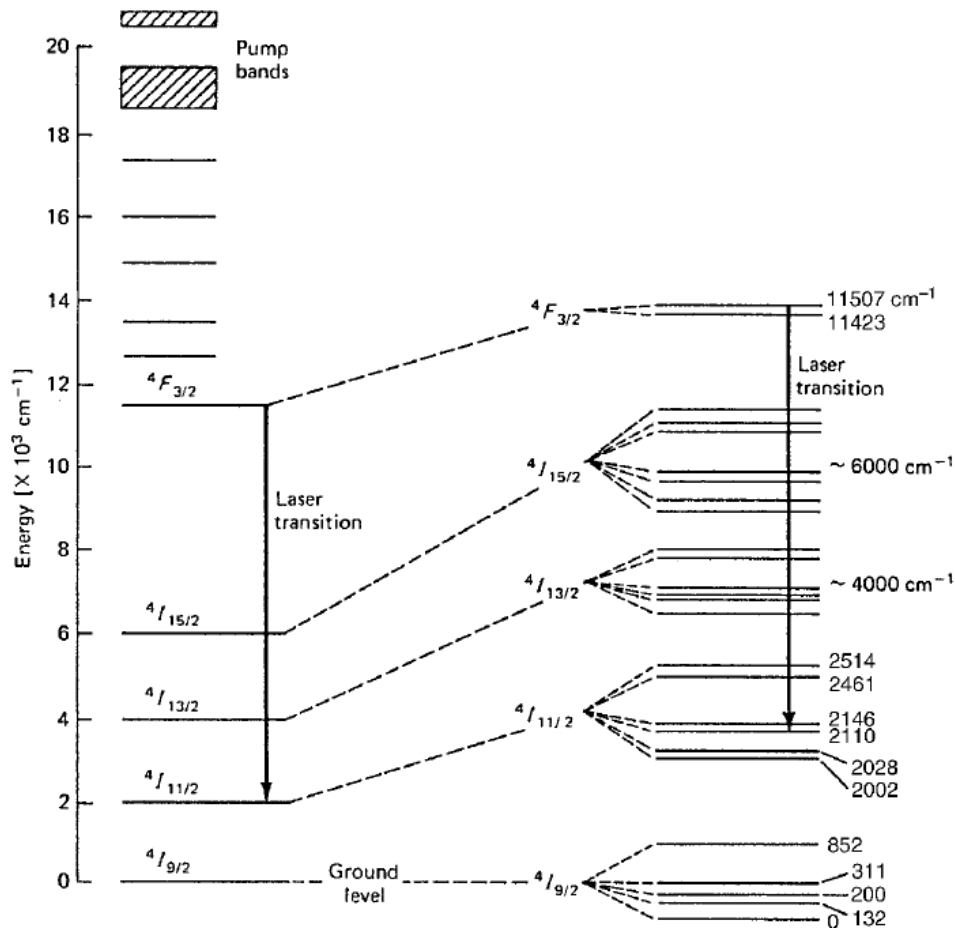


FIGURE 3.1 – Diagramme des niveaux d'énergie du néodyme dans la matrice de Y₃Al₅O₁₂ (YAG) (Koechner et Bass (2003) p.59).

Il existe de nombreux milieux amplificateurs différents pour un laser, offrant une large plage de longueurs d'onde accessibles. Comme notre but final est de proposer une source térahertz de dimensions réduites, efficace et à bas coût, nous avons opté pour les micro-lasers à cristaux. Par ailleurs, la société Teem Photonics¹ s'est proposée de nous prêter un système de pompage utilisé dans certains de leur laser Nd :YAG. Il s'agit d'une diode laser émettant autour de 808 nm, régulée en température et dont la puissance d'émission est contrôlable. Ceci a fortement restreint les possibilités dans le choix des cristaux étant donné que cette longueur d'onde de pompe doit coïncider avec une raie d'absorption du cristal pour un pompage efficace (et donc une source THz efficace). Néanmoins, les possibilités restantes correspondent toutes à des cristaux dopés au néodyme (Nd) relativement cou-

1. <http://www.teemphotonics.com/>

rants et bien connus, ce qui reste cohérent avec l'objectif final de source THz bas coût. Les cristaux retenus sont regroupés dans le tableau 3.1 avec leur différentes caractéristiques :

Matrice	σ_{abs} (cm ²)	τ_2 (μ s)	σ (cm ²)	Référence
YAG	7.10^{-20}	230	$2,8.10^{-19}$	Koechner et Bass (2003) p.58
YVO ₄	$0,91 - 3,1.10^{-19}$	96	$3 - 14.10^{-19}$	Sato et Taira (2002)
GdVO ₄	$0,6 - 2,5.10^{-19}$	96	$2,1 - 10,3.10^{-19}$	Sato et Taira (2005)
LSB	$1,9 - 7,1.10^{-20}$	118	$0,5 - 1,3.10^{-19}$	Meyn et al. (1994)

TABLE 3.1 – Tableau récapitulatif des principales grandeurs d'intérêt des différents cristaux courants pouvant être pompés à 808 nm, en fonction de leur matrice hôte.

Pour rappel, σ_{abs} est la section efficace d'absorption du matériau à 808 nm, τ_2 la durée de vie du niveau haut et σ la section efficace d'émission. Les valeurs de σ correspondent à la transition du niveau $^4F_{3/2}$ vers le niveau $^4I_{11/2}$, générant une longueur d'onde d'émission autour de 1064 nm (voir figure 3.1). Par ailleurs, le but étant de créer un laser à deux longueurs d'onde, nous désirons un cristal possédant deux longueurs d'onde d'émission relativement proches en longueur d'onde et en section efficace. Notre choix s'est donc porté sur le cristal c-cut de Nd :GdVO₄. Le cristal c-cut de Nd :YVO₄ aurait pu convenir également, mais on devra alors faire face à une compétition de gain entre 3 longueurs d'onde proches (voir figure 4.2).

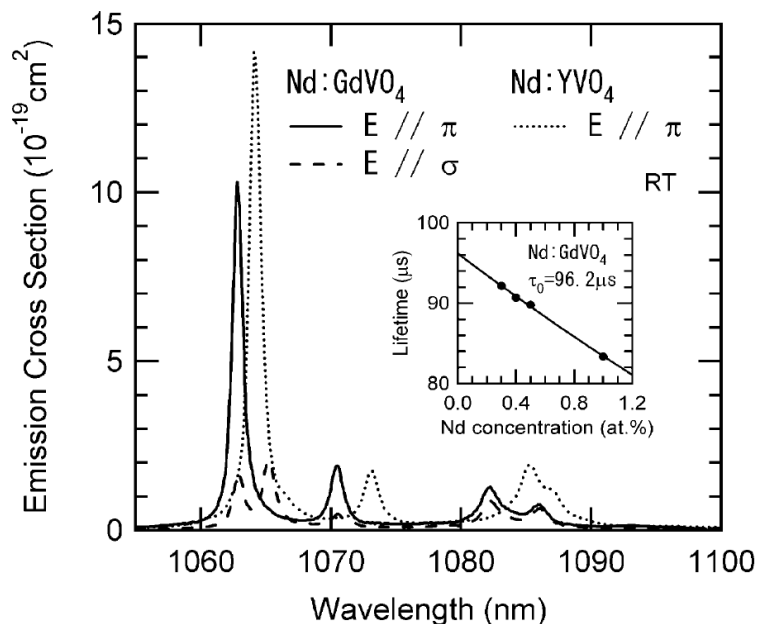


FIGURE 3.2 – Section efficace d'émission stimulée du Nd :GdVO₄ pour des cristaux a-cut (E // σ et E // π) et c-cut (E // σ uniquement) (Sato et Taira 2005).

La section efficace d'émission stimulée des cristaux de Nd :GdVO₄ présente deux

maxima autour de 1063 et 1065 nm. Ceux-ci sont dus à la transition du niveau ${}^4F_{3/2}$ vers le niveau ${}^4I_{11/2}$, lequel présente une sous-structure (Jensen et al. 1994). Ces deux longueurs d'onde partagent donc le même niveau haut, cause de la compétition de gain entre elles. Mais l'anisotropie du Nd :GdVO₄ ne va pas toujours appliquer les mêmes règles à cette compétition. En effet, la valeur des maxima de section efficace varie en fonction de l'orientation du cristal ; ainsi, à partir d'un seul matériau, on peut obtenir deux cristaux (appelés a-cut et c-cut) aux propriétés spectroscopiques différentes et déterminées par l'orientation selon laquelle ils ont été découpés.

La section efficace d'un cristal a-cut présente un fort pic à 1063 nm (environ $10,3 \cdot 10^{-19}$ cm²), de valeur 5 fois plus élevée qu'à 1065 nm (environ $2,1 \cdot 10^{-19}$ cm²) (figure 3.2, courbe pleine et courbe en pointillés larges). Ce pic important à 1063 nm lui vaut d'être très souvent utilisé pour des lasers à une longueur d'onde. En ce qui concerne le cristal c-cut, la valeur du maximum de la section efficace d'émission stimulée à 1065 nm est la même que pour le cristal a-cut, mais celle du maximum à 1063 nm passe à environ $1,6 \cdot 10^{-19}$ cm² (figure 3.2, courbe en pointillés larges seulement). Pour une émission laser simultanée à ces deux longueurs d'onde, un cristal c-cut semble donc préférable car le gain à chacune des deux longueurs d'onde est similaire. Il sera ainsi plus facile d'équilibrer la différence de gain avec ce cristal qu'avec un cristal a-cut.

3.2 Laser continu à cavité désalignée

3.2.1 Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental utilisé pour réaliser notre laser continu à deux longueurs d'onde est décrit figure 3.3. Il s'agit d'une cavité laser à deux miroirs plans contenant un cristal c-cut de GdVO₄ dopé à 0,5% au néodyme. Le cristal est un parallélépipède de 3x3x3,48 mm (3,48 mm étant la longueur du cristal selon l'axe optique) et est pompé par une diode laser émettant à 808 nm, longueur d'onde correspondant à un pic d'absorption bien connu du néodyme dans ce matériau. Le faisceau de pompe est focalisé dans le cristal par une lentille à gradient d'indice dont la position peut être ajustée afin d'optimiser l'efficacité de pompage. Le cristal possède des revêtements multi-couches sur ses deux faces utiles : côté pompe, le traitement lui confère une haute réflectivité (HR) aux longueurs d'onde émises jouant le rôle de miroir de fond de cavité, et une réflectivité nulle à la longueur d'onde de pompe. De l'autre côté, la face est traitée anti-réflexion (AR) à ces trois longueurs d'onde. La température du cristal est régulée via un module de Peltier par le dispositif contrôlant le courant et la température de la diode de pompe. Ces paramètres peuvent être changés en utilisant un ordinateur relié par liaison RS232.

Le miroir de sortie est un miroir plan, dont la réflectivité est comprise entre 89 et 95 %

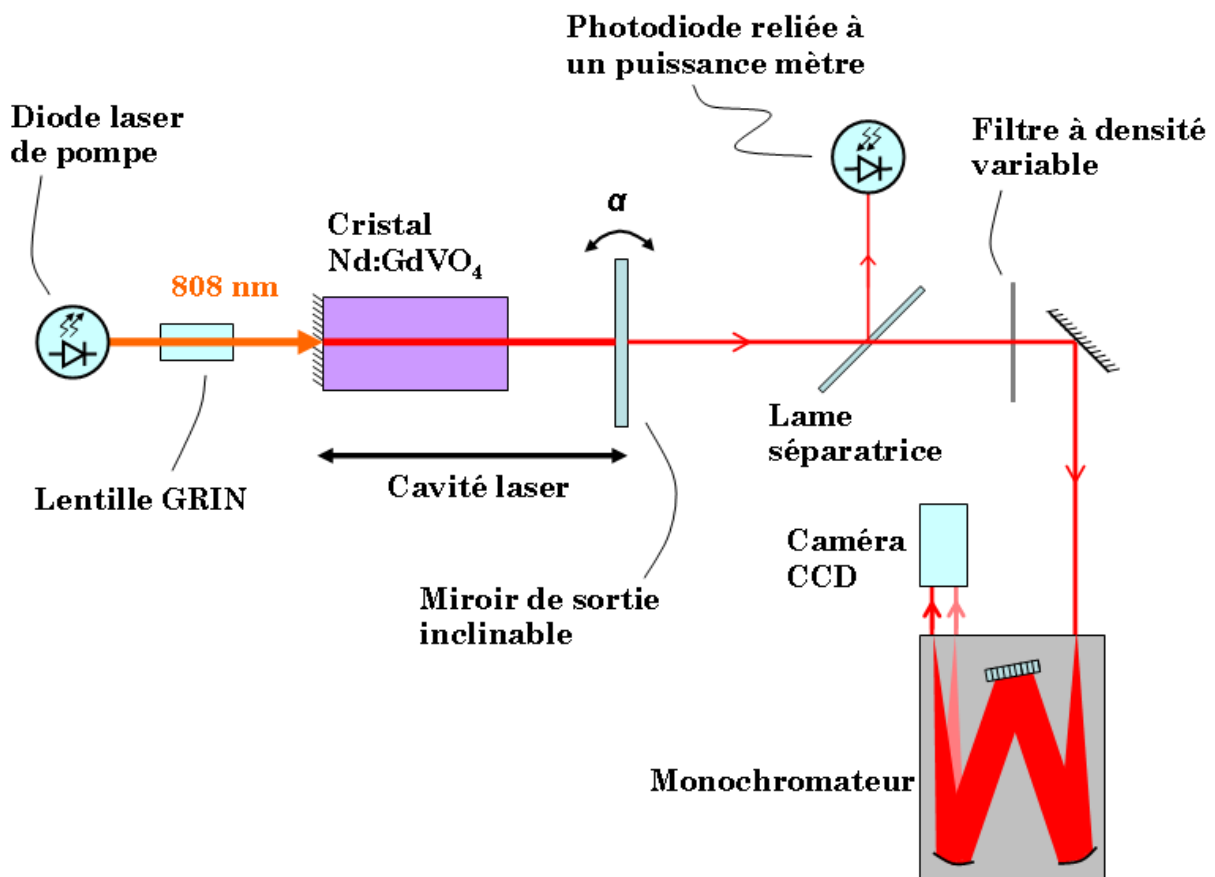


FIGURE 3.3 – Dispositif expérimental du laser continu émettant à 1063 nm et 1065 nm avec miroir de sortie inclinable.

en fonction du miroir choisi. Sa distance par rapport au cristal est modifiable par translation via une platine micrométrique et est typiquement de 1 à 3 mm. La particularité du miroir de sortie est de pouvoir être incliné par rapport à l'axe optique de manière relativement fine : le pas d'inclinaison est d'environ 0,2 mrad, soit environ $1,3 \cdot 10^{-2}$ degrés. On désigne par α l'angle entre l'axe optique et la normale au plan du miroir.

En sortie du laser, une lame de verre renvoie environ 17 % de la puissance du faisceau laser vers une photodiode au germanium (voir le détail du calcul en annexe). Afin de ne pas saturer la photodiode, celle-ci est montée derrière un atténuateur laissant passer $\frac{1}{225} \approx 0,44$ % de la lumière incidente et est ensuite couplée à un powermeter permettant d'avoir une mesure de la puissance moyenne émise par le laser. Pour obtenir la puissance totale sortant du laser, on multiplie donc la valeur mesurée par $\frac{225}{16,85 \cdot 10^{-2}} \approx 1335$.

La partie du faisceau transmise à travers la lame de verre est dirigée jusqu'à un monochromateur Jobin-Yvon HR640 utilisé comme spectrographe (voir la description en annexe), après être passée par un filtre à densité variable afin d'en ajuster la puissance. Le mono-

chromateur permet de séparer angulairement les faisceaux à chacune des deux longueurs d'onde émises, ceux-ci étant focalisés au niveau de l'ouverture de sortie. L'image ainsi réalisée est capturée par une caméra CCD placée à la sortie du monochromateur et reliée à un ordinateur via une carte d'acquisition. Ce système permet alors d'afficher en temps réel et d'enregistrer le spectre du faisceau laser émis. Néanmoins, afin de pouvoir faire la correspondance entre un pixel de la caméra et une longueur d'onde, il est évidemment nécessaire de calibrer le dispositif au préalable. Pour cela, on injecte dans le monochromateur un faisceau laser monochromatique de longueur d'onde connue et fixe (Nd :YAG à 1064 nm). De plus, la position du réseau de diffraction est contrôlable par ordinateur : en entrant une longueur d'onde, le réseau se place de manière à ce que celle-ci soit centrée sur la sortie. Ainsi, en modifiant la longueur d'onde de réglage du réseau, on simule un changement de longueur d'onde du laser qui permet alors de déterminer la résolution du système en longueur d'onde : 0,021 nm/pixel. Enfin, notre laser étant destiné à émettre à 1063 et 1065 nm, le réseau est repositionné pour une image centrée à 1064 nm. Ce dispositif permet par ailleurs d'avoir accès à la puissance relative des longueurs d'onde émises en intégrant pour chaque pic l'intensité mesurée par la caméra. Grâce à la mesure de la puissance totale fournie par la photodiode, il est alors possible de déduire une mesure absolue de la puissance à chacune des longueurs d'onde.

3.2.2 Conditions d'émission continue à 2 longueurs d'onde

Les résultats présentés dans cette sous-partie font apparaître que l'inclinaison du miroir est un moyen efficace de réguler la compétition de gain : il devient possible d'amplifier simultanément les deux longueurs d'onde et même d'équilibrer leurs puissances (voir figure 3.4). Le comportement du laser reste stable malgré l'instabilité de la cavité, et les deux modes sont polarisés linéairement selon le même axe.

Afin de définir les conditions optimales d'émission à deux longueurs d'onde, nous avons cherché à étudier l'influence de l'angle d'inclinaison sur le comportement du laser. Les mesures ont été réalisées en partant de l'angle α maximal pour lequel une émission laser est encore observée (environ $-1,5$ mrad sur la figure 3.5 à titre d'exemple). Le miroir est alors incliné par pas d'environ $0,2$ mrad jusqu'à l'autre valeur extrême (dernier angle avant extinction) en passant par la condition de cavité alignée. A chaque pas, les mesures de la puissance et du spectre sont réalisées après avoir attendu que le comportement du laser se stabilise. Ce temps d'attente est variable en fonction de l'angle d'inclinaison du miroir, typiquement entre une dizaine de secondes et une minute. Les valeurs angulaires correspondant aux mesures de puissance sont à ce moment-là relatives, il reste donc à fixer une valeur de référence. Etant donné que c'est en cavité alignée que les pertes sont les plus faibles, on s'attend à obtenir la puissance la plus élevée pour cette condition. L'angle

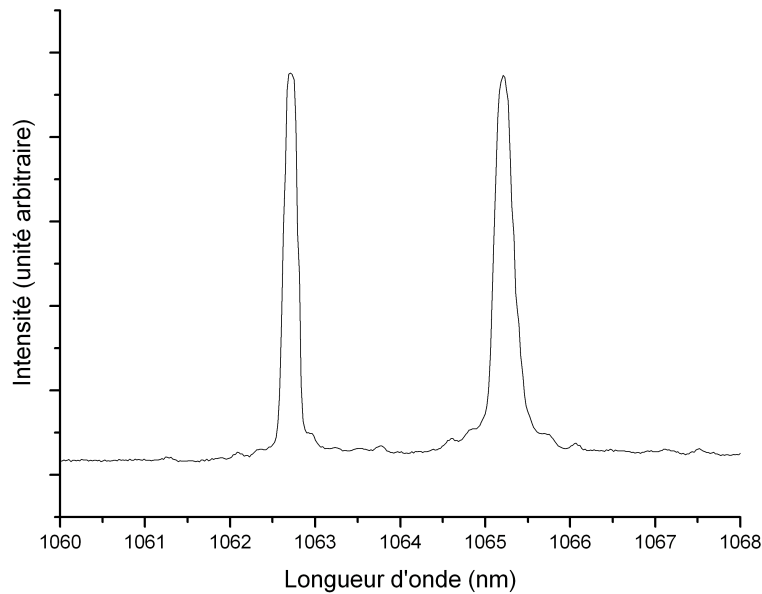


FIGURE 3.4 – Spectre d'émission du laser à cavité désalignée en régime continu, pour une longueur de cavité de 4 mm.

de référence $\alpha = 0$ est donc affecté à la plus forte puissance mesurée et les autres valeurs angulaires peuvent alors être déduites.

La Figure 3.5 montre l'évolution de la puissance à chacune des deux longueurs d'onde en fonction de α , l'angle d'inclinaison du miroir de sortie, pour une cavité de longueur 4 mm. Comme on peut s'y attendre, lorsque la cavité est parfaitement alignée, le laser est monochromatique et émet à 1065 nm. En effet, les pertes sont alors les mêmes pour les deux longueurs d'onde, et en l'absence de toute régulation de la compétition de gain, la longueur d'onde ayant la plus forte section efficace est la seule à être émise. En revanche, lorsque l'on incline le miroir de sortie, on voit apparaître progressivement la deuxième longueur d'onde. On observe également une baisse de la puissance totale émise par le laser, due aux pertes induites par l'inclinaison du miroir de sortie. A partir d'un certain angle, ces pertes deviennent trop élevées pour conserver un effet laser : le laser s'éteint.

Ainsi, grâce à l'inclinaison du miroir, il devient possible d'équilibrer les puissances à chacune des deux longueurs d'onde, ce qui constitue une condition nécessaire au photomé-lange dans une antenne photoconductrice (voir chapitre 1). Pour une puissance de pompe de 2 W, on peut atteindre une puissance totale d'environ 200 mW répartie entre les deux longueurs d'onde. Afin d'avoir une mesure de l'équilibre des puissances, on construit le ratio η , produit des puissances relatives à chacune des deux longueurs d'onde.

$$\eta = \frac{4P_{1063}P_{1065}}{P_{tot}^2} \quad (3.1)$$

où P_{1063} et P_{1065} sont respectivement les puissances optiques à 1063 nm et à 1065 nm, et

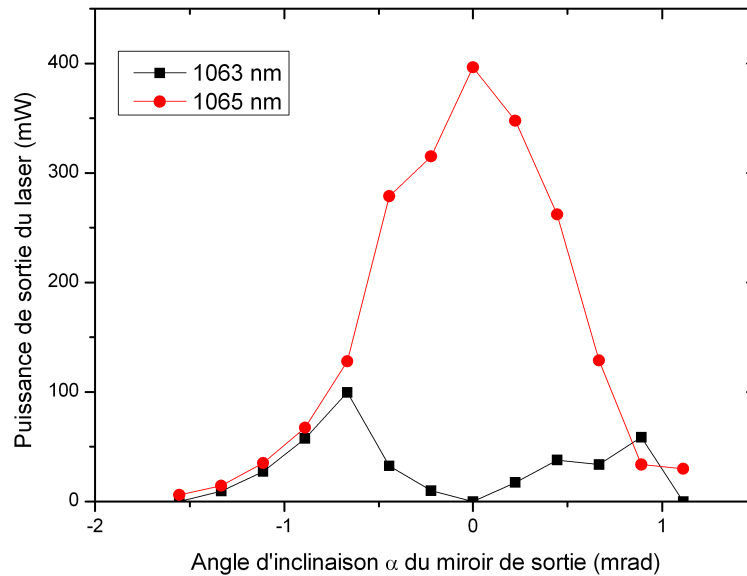


FIGURE 3.5 – Mesure de la puissance à 1063 nm et 1065 nm en sortie du laser en fonction de l'angle d'inclinaison du miroir de sortie pour une cavité de longueur totale 4 mm.

P_{tot} est la puissance totale. Quel que soit le mécanisme de photomélangage choisi pour la génération THz (antenne photoconductrice ou cristal non-linéaire), la puissance THz émise est proportionnelle au produit des puissances P_{1063} et P_{1065} . Ainsi, la quantité η apparaît comme un indicateur d'efficacité de conversion optique vers THz. Il est maximum et égal à 1 lorsque les puissances à 1063 nm et 1065 nm sont équilibrées. Le fait de diviser par P_{tot}^2 plutôt que par P_{tot} présente l'avantage de s'affranchir de la puissance totale et donc de ne pas faire ressortir le cas non souhaitable où on aurait un fort déséquilibre entre les deux longueurs d'onde mais une puissance totale élevée (voir Figure 3.5 pour les angles proches de 0). La courbe 1 de la figure 3.6 représente l'évolution de η en fonction de l'angle α à partir des mesures de puissances tracées figure 3.5. Cette courbe de η est quasi symétrique, avec $\eta = 1$ pour $\alpha \simeq 0.8$ mrad, comme attendu en considérant la figure 3.5. Les imperfections de symétrie de ces courbes sont probablement la conséquence d'imperfections du système mécanique tenant le miroir ou d'un alignement imparfait de la lentille GRIN, étant donné qu'il n'y a aucune raison physique pouvant conduire à une asymétrie de comportement du laser : le système possède *a priori* une symétrie de révolution autour de l'axe optique en configuration alignée.

L'indicateur η étant affranchi de la puissance totale, il permet également de pouvoir comparer des mesures faites dans des conditions de pompage différentes. La courbe 2 de la figure 3.6 montre l'évolution de η en fonction de l'angle α pour des conditions opératoires différentes de celles de la courbe 1. En effet, les puissance mesurées pour chacune de ces deux courbes présentent une différence supérieure à 20% en cavité alignée (i.e. $\alpha = 0$), due

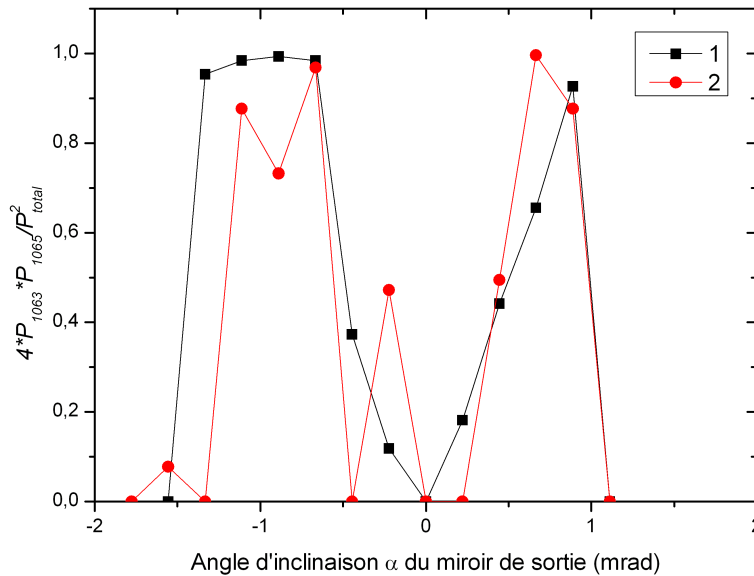


FIGURE 3.6 – Dépendance du ratio η à l'angle d'inclinaison α du miroir de sortie pour deux conditions de pompage différentes. La courbe 1 correspond aux données présentée sur la figure 3.5.

à un changement du couplage pompe-cristal. Malgré ces modifications, le comportement du laser en fonction de l'inclinaison du miroir reste identique, montrant la reproductibilité des mesures sous différentes conditions : le laser est monochromatique lorsque α est nul mais devient bi-longueur d'onde lorsqu'on incline le miroir de sortie d'un angle compris 0,5 et 1 mrad.

Nous avons également étudié le profil transverse du faisceau en fonction de l'inclinaison du miroir de sortie. Les résultats sont présentés figure 3.7. La ligne du bas montre trois spectres typiques obtenus pour différentes valeurs de α , et leurs profils transverses correspondant sont affichés au dessus, la mesure de ces derniers ayant été réalisée avec une caméra CCD. A gauche, la cavité est alignée : on retrouve un spectre monochromatique à 1065 nm et le profil transverse est proche d'une forme gaussienne. Au milieu, le miroir est suffisamment incliné pour permettre une émission à deux longueurs d'onde équilibrée et on constate que le profil transverse reste inchangé par rapport au cas précédent, ce qui témoigne d'un bon recouvrement spatial des deux longueurs d'onde à l'intérieur du faisceau. A droite enfin, l'inclinaison du miroir de sortie est encore plus importante, de telle sorte que la longueur d'onde la plus faible (1063 nm) devient plus puissante que l'autre (voir figure 3.5 pour α proche de 1 mrad). Dans cette configuration, on note alors l'apparition de modes d'ordres supérieurs dans le profil transverse du faisceau, comme l'ont décrit plusieurs auteurs (Fox et Li 1963, Bowers 1992) dont les résultats montrent des formes proches de celle-ci. Néanmoins l'angle d'inclinaison est déjà hors de la plage de valeurs conduisant à une émission à deux longueurs d'onde équilibrée, stable et suffisamment puissante pour

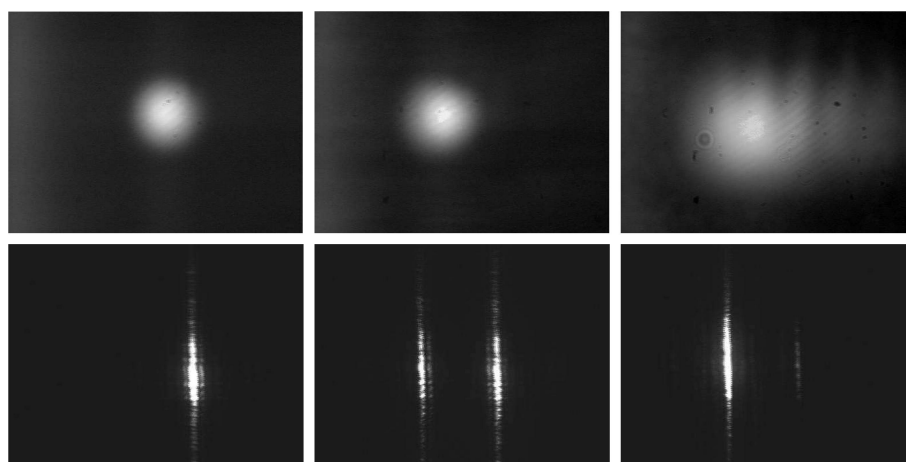


FIGURE 3.7 – Les profils transverses du faisceau laser pour trois valeurs croissantes de α (de gauche à droite) sont présentés sur la première ligne. Les images des spectres correspondants sont placées en dessous.

de la génération THz. Enfin, des mesures de la taille du faisceau ont pu montrer une divergence proche de la limite théorique de la diffraction et ont permis de déduire la taille du waist du faisceau de l'ordre de $80 \mu\text{m}$.

3.2.3 Influence de la longueur de la cavité

Par ailleurs, nous avons cherché à évaluer l'influence de la longueur de la cavité L_c afin d'optimiser les performances du laser. De même que précédemment, η constitue un moyen efficace de comparer le comportement du laser en matière d'émission à deux longueurs d'onde en fonction de la longueur de cavité puisque ce ratio est dénué de toute influence de la puissance totale. Néanmoins, pour des conditions de pompage constantes, la puissance émise en cavité alignée est relativement similaire pour toutes les longueurs de cavité. La figure 3.8 montre ainsi l'évolution de η en fonction de α pour différentes valeurs de L_c . On observe tout d'abord une tendance similaire pour toutes ces courbes : une valeur de η nulle ou quasi-nulle en cavité alignée (i.e. $\alpha = 0$), ainsi que deux pics approximativement symétriques correspondant à une émission simultanée aux deux longueurs d'onde. Cependant, on remarque plusieurs influences de L_c : premièrement, la plage de valeurs de α conduisant à une émission laser diminue lorsque L_c augmente. Ceci peut s'expliquer par une représentation assez simple : un rayon réfléchi par le miroir de sortie incliné d'un angle α est décalé spatialement d'une longueur d proportionnelle à L_c en première approximation (figure 3.9). Le calcul exact de d , faisant intervenir la réfraction à l'interface air/cristal, ajoute peu de complexité à cette approximation mais n'est pas essentiel à la compréhension du phénomène. Si l'on passe du rayon au faisceau laser, pour un angle d'inclinaison donné, l'augmentation de L_c a alors pour effet de diminuer le recouvrement dans le cristal entre

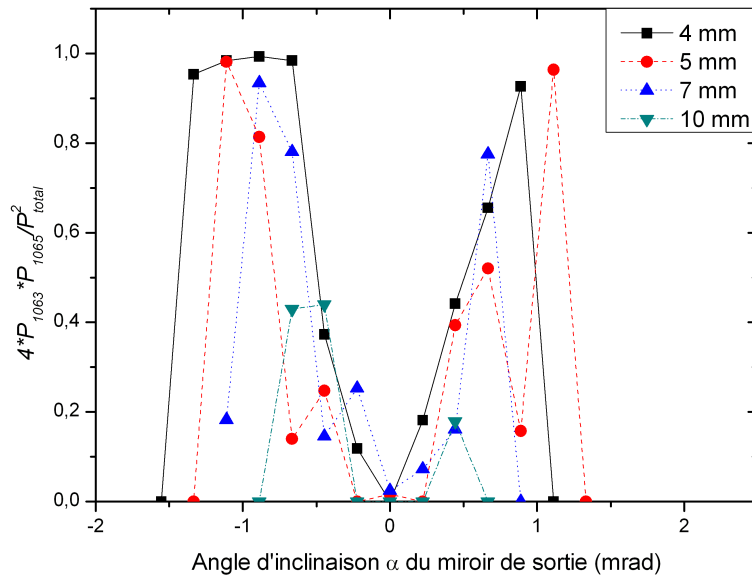


FIGURE 3.8 – Evolution du ratio η en fonction de l'angle d'inclinaison α du miroir de sortie pour différentes longueurs de cavité.

le faisceau incident et le faisceau réfléchi, et par conséquent de faire chuter la puissance de sortie, voire de conduire à l'extinction du laser si les pertes induites deviennent trop élevées.

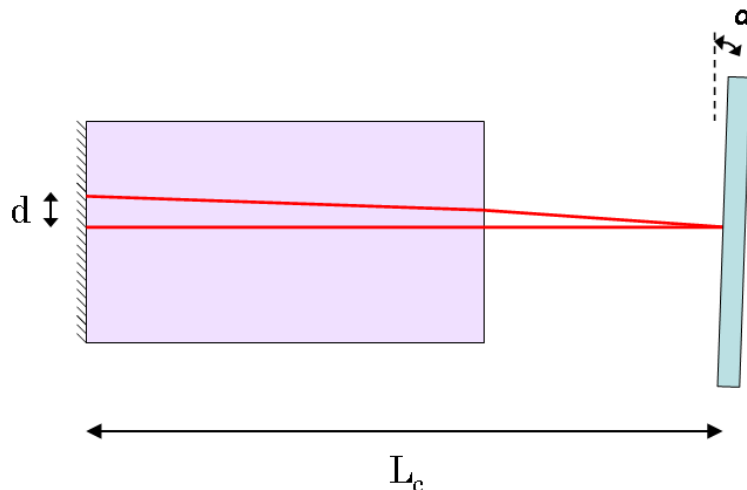


FIGURE 3.9 – Représentation schématique du décalage spatial d d'un rayon après réflexion sur le miroir de sortie incliné d'un angle α . Pour plus de clarté, les angles sont largement surévalués.

Deuxièmement, la valeur maximale du ratio η diminue lorsque L_c augmente. Cette seconde observation est probablement aussi une conséquence de la diminution du recouvrement spatial dans le cristal, plus indirectement. En effet, si l'on place le miroir de sortie

de telle sorte que α soit au bord de la plage de fonctionnement du laser (par exemple $\alpha = -1.5$ mrad pour $L_c = 4$ mm), alors on remarque que le comportement du laser devient très instable. La puissance oscille entre les deux longueurs d'onde et cette instabilité fait chuter le ratio η . De plus, la comparaison des courbes indique qu'un angle d'environ 1 mrad est nécessaire pour atteindre un ratio η égal à 1, c'est-à-dire pour équilibrer les deux longueurs d'onde. Cette valeur se retrouve en effet sur les courbes correspondant aux cavités les plus courtes : 4 et 5 mm, ainsi que celle à 7 mm sans atteindre $\eta = 1$. Ainsi, en augmentant la longueur de cavité, cette valeur optimale de α passera progressivement dans la plage d'instabilité du laser (courbe à 7 mm) jusqu'à devenir trop élevée pour obtenir une émission laser (courbe à 10 mm). En conclusion, il est préférable de travailler avec une cavité aussi courte que possible, premièrement afin d'améliorer la résolution de l'effet de l'angle d'inclinaison, ce qui permet de trouver la position optimale du miroir de sortie, et deuxièmement afin d'avoir le maximum de puissance et de stabilité pour cette position de par l'augmentation du recouvrement spatial dans le cristal entre faisceau incident et faisceau réfléchi.

3.2.4 Somme de fréquence

Afin de tester le caractère simultané de l'émission laser à deux longueurs d'onde, nous avons cherché à générer un signal mélangeant les deux fréquences en envoyant le faisceau laser dans un cristal non-linéaire. Plus précisément, le cristal est orienté de manière à obtenir un accord de phase par biréfringence afin de mettre en œuvre le phénomène de somme de fréquence ; lorsque les deux modes laser sont présents simultanément de manière stable, il devient alors possible d'observer un signal dont la fréquence est la somme des deux fréquences émises par le laser (la longueur d'onde obtenue est donc égale à $\frac{\lambda_1 \lambda_2}{\lambda_1 + \lambda_2}$). La puissance générée étant proportionnelle au produit des puissances incidentes, la mise en œuvre de cette non-linéarité d'ordre 2 montre bien la simultanéité d'émission des deux longueurs d'onde à des puissances suffisantes. Ce processus est également bien moins contraignant à mesurer qu'un signal THz puisque le signal généré se trouve dans le visible. La détection des rayonnements THz est en effet aussi problématique que la génération, les photons THz étant trop peu énergétiques pour des solutions optiques et trop élevés en fréquence pour des solutions tirées du domaine des radio-fréquences (typiquement, des antennes).

De plus, le rayonnement visible obtenu peut être observé et mesuré en utilisant le monochromateur avec les mêmes réglages que pour le signal infrarouge. Comme la longueur d'onde est divisée par 2, on observe pour le même angle le rayon diffracté d'ordre double. En reprenant la formule A.10 :

$$i_r = \arcsin \left(\sin i_i + \frac{n\lambda}{p} \right) = \arcsin \left(\sin i_i + \frac{(2n) \left(\frac{\lambda}{2} \right)}{p} \right) \quad (3.2)$$

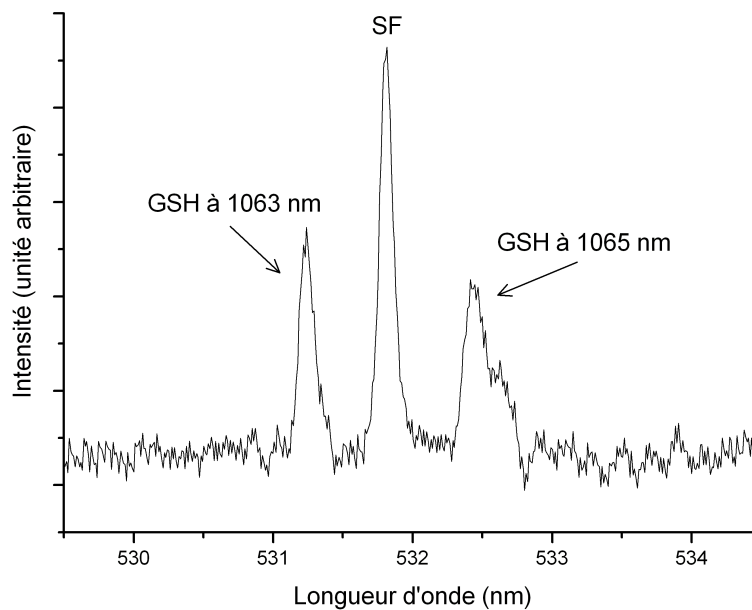


FIGURE 3.10 – Spectre obtenu après le cristal non-linéaire mettant en évidence le processus de somme de fréquence (SF) coexistant avec celui de génération de seconde harmonique (GSH) pour chacun des deux modes.

Afin de pouvoir mesurer le signal généré dont l'intensité est bien inférieure au signal infrarouge, un filtre stoppant les fréquences infrarouge est placé à l'entrée du monochromateur. Le spectre ainsi obtenu est présenté en figure 3.10. On remarque la présence du pic dû à la somme des deux fréquences entre les deux pics dû à la génération de seconde harmonique de chacun des deux modes indépendamment. L'acceptance angulaire du cristal non-linéaire étant limitée, la génération ne peut pas être aussi efficace pour les trois nouvelles longueurs d'onde en même temps : il n'est donc pas anormal d'observer un pic plus important au centre. En conclusion, l'observation du signal à la somme des fréquences montre bien la simultanéité d'émission à l'échelle de la nanoseconde, ce que ne permettait pas la caméra CCD à cause de son temps d'intégration trop élevé. La faible puissance obtenue à 532 nm (visible par comparaison au taux de bruit présent sur la figure 3.10 et due à la puissance limitée du laser) ne présente cependant pas d'autre intérêt que la validation physique par la mise en œuvre d'un processus de mélange.

3.2.5 Compétition de gain dans la cavité désalignée

La raison de l'apparition de la longueur d'onde défavorisée (1063 nm) en cavité désalignée est relativement difficile à expliquer de manière exhaustive. En effet, la modélisation d'une cavité désalignée atteint un haut niveau de complexité de par son caractère instable et nécessiterait un traitement en 3 dimensions pour une approche complète. Comme nous

l'avons vu précédemment, nous pouvons tout de même affirmer que l'amplification d'une longueur d'onde reste possible pour des faibles valeurs de α grâce au recouvrement spatial dans le cristal entre les faisceaux incidents et réfléchis. En augmentant l'angle d'inclinaison du miroir, on diminue ce recouvrement et par la même occasion le nombre de passages dans le cristal pour lesquels les faisceaux se recouvrent, ce qui explique la chute de puissance observée. Cependant il est relativement inattendu que ce phénomène varie en fonction de la longueur d'onde. Nous pensons que l'explication vient de la modification du couplage entre les longueurs d'onde.

En effet, le modèle d'ondes planes stationnaires sur lequel est fondé le calcul des coefficients de couplage dans le milieu amplificateur (voir chapitre 2 section 2.2.1.) n'est plus valable lorsque la cavité est désalignée : d'une part, l'absence de symétrie autour de l'axe optique interdit de conserver un modèle type "ondes planes", et d'autre part la variation de la longueur de la cavité après chaque réflexion empêche la création d'ondes stationnaires. Nous pensons que la modification des recouvrements entre champs incidents et réfléchis induite par l'inclinaison du miroir crée des zones non dépeuplées par la longueur d'onde forte (1065 nm) laissant la possibilité à la deuxième longueur d'onde d'être amplifiée. En effet, l'inclinaison entre l'onde incidente et l'onde réfléchie implique que les positions pour lesquelles les deux ondes s'ajoutent constructivement deviennent réparties plus erratiquement dans le cristal, ce qui est également le cas pour les positions d'interférence destructive. L'augmentation de l'angle d'inclinaison α a donc probablement pour effet d'accroître le nombre et/ou la taille de ces zones non dépeuplées ce qui conduit à l'amplification progressive de la longueur d'onde faible, l'angle optimal constaté d'environ 1 mrad étant suffisant pour équilibrer les puissances des deux modes.

3.3 Laser impulsionnel à cavité désalignée

3.3.1 Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental est sensiblement le même que pour le laser continu décrit précédemment. Au niveau du laser, nous avons simplement ajouté une lame d'absorbant saturable dans la cavité afin d'obtenir un laser déclenché passivement dans un souci de compacité et de facilité d'utilisation. Etant donné que le Cr^{4+} :YAG est un matériau bien connu pour une utilisation à ces longueurs d'onde, nous avons choisi de travailler avec cet absorbant saturable en employant plusieurs cristaux de coefficients de transmission différents. Les grandeurs d'intérêt des cristaux dont nous disposons sont résumées dans le tableau 3.2.

Les cristaux 1, 2 et 4 sont traités anti-réflexion aux longueurs d'onde de travail sur leurs deux faces, seul le cristal 3 ne possède aucun traitement. Par la suite, les cristaux 3 et 4 se

Numéro	Epaisseur (mm)	Coefficient de transmission
1	1	89,4%
2	2,5	79,4%
3	0,5	61%
4	1	54%

TABLE 3.2 – Tableau récapitulatif des paramètres des différents cristaux de Cr :YAG utilisés.

sont révélés trop absorbants pour être utilisés avec notre dispositif, le système de pompage n'étant pas suffisamment puissant pour amener le gain du milieu amplificateur à un niveau supérieur aux pertes engendrées par ces absorbants. Le cristal ayant été principalement employé dans cette partie est le cristal numéro 1.

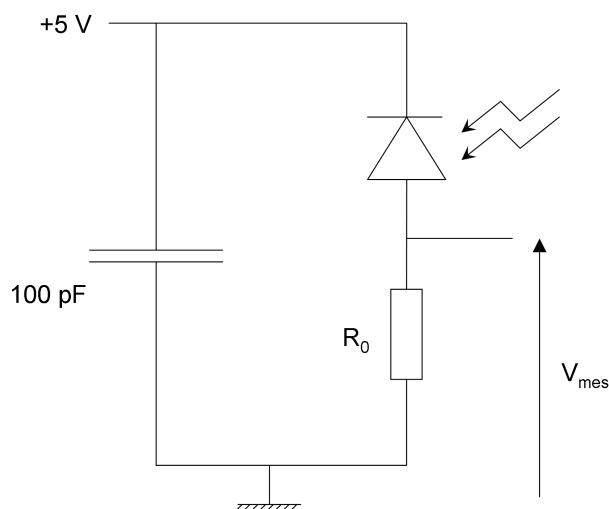


FIGURE 3.11 – Circuit électrique mis en place pour la visualisation des impulsions à chaque longueur d'onde.

Par ailleurs, le passage en mode impulsionnel pose la question nouvelle de la simultanéité d'émission. En effet, la caméra CCD utilisée précédemment permet de voir en temps réel quelle longueur d'onde est émise, mais son temps d'intégration de l'ordre de la milliseconde est trop élevé pour pouvoir avoir une information sur la simultanéité des impulsions. Afin d'y avoir accès, nous avons placé dans le monochromateur une lame séparatrice réfléchissant 70% des deux faisceaux vers la deuxième sortie du monochromateur. Ceux-ci sont alors écartés spatialement par un système de lentilles puis envoyés sur deux photodiodes rapides. Nous avons utilisé des photodiodes Edmund Optics en InGaAs de taille $70 \times 70 \mu\text{m}$ dont le temps de montée est de 0,2 ns. Le schéma du circuit électrique mis en place est présenté figure 3.11. La tension V_{mes} aux bornes de la résistance R_0 est mesurée et affichée par un oscilloscope LeCroy LP142. Un condensateur de découplage de 100 pF en céramique

est ajouté au circuit pour éviter les perturbations haute fréquence. Le condensateur et la photodiode sont isolés dans un boîtier métallique pour limiter l'effet du bruit électromagnétique ambiant sur le signal, la liaison avec l'oscilloscope étant ensuite effectuée via un câble SMA. Enfin, la résistance R_0 n'est pas soudée au circuit mais est placée à l'extérieur du boîtier sur un connecteur SMA en T (voir figure 3.12). Cette particularité présente l'inconvénient d'offrir une porte d'entrée au bruit électromagnétique extérieur (qui s'est avéré négligeable par la suite), mais laisse la possibilité de changer la valeur de la résistance pour étudier le signal à différentes échelles de temps et d'intensité.

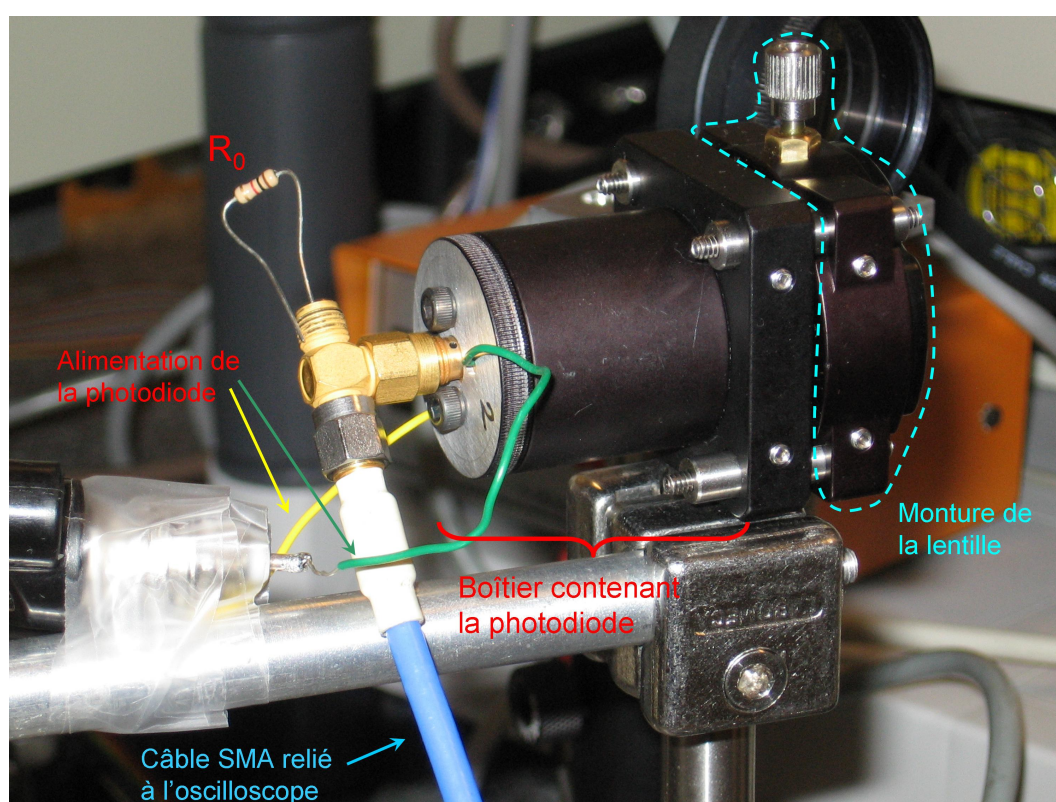


FIGURE 3.12 – Photographie du boîtier contenant la photodiode mettant en évidence les différents éléments du dispositif.

Par ailleurs, on constate que l'intensité du faisceau est passablement diminuée après le passage par les différents éléments du banc d'expérience, notamment après le monochromateur et la lame séparatrice. De plus les lentilles chargées de séparer les faisceaux des deux longueurs d'onde ont également pour effet de les élargir et donc de diminuer le nombre de photons par unité de surface. La surface réceptrice de la photodiode étant relativement petite, une lentille est montée directement devant celle-ci afin de récupérer le maximum de puissance. La position de la lentille est réglable sur les deux axes orthogonaux à l'axe optique.

3.3.2 Instabilité et alternance des impulsions

L'émission stable à deux longueurs d'onde est beaucoup plus difficile à obtenir en régime impulsif qu'en régime continu. En effet lorsque la longueur d'onde faible apparaît (pour des angles α similaires à ceux obtenus en régime continu), le comportement du laser devient fortement instable : l'énergie oscille entre les deux longueurs d'onde, témoignant de la forte compétition de gain ayant lieu entre elles. Cette instabilité du comportement empêche de réaliser des mesures de puissance pertinentes et reproductibles. Il apparaît donc clairement que cette configuration n'est pas exploitable en fonctionnement impulsif. Une première raison est que l'ajout du cristal d'absorbant saturable dans la cavité augmente la longueur de la cavité pour une simple question d'encombrement lié aux montures mécaniques. Comme nous l'avons montré précédemment (voir notamment la figure 3.8), il est préférable d'utiliser des cavités courtes pour obtenir un comportement stable et équilibré à deux longueurs d'onde, alors qu'il devient difficile d'avoir une longueur de cavité inférieure à 6 mm avec cette configuration. En créant des montures mécaniques sur mesure, il serait possible d'optimiser l'encombrement et ainsi de diminuer encore la longueur de cavité. D'autre part, nous avons constaté dans la partie théorique consacrée aux lasers impulsifs à plusieurs longueurs d'onde que le régime impulsif est beaucoup plus sévère en terme de compétition de gain que le régime continu. Ce résultat se trouve donc confirmé par les observations peu concluantes que nous avons faites avec la configuration actuelle.

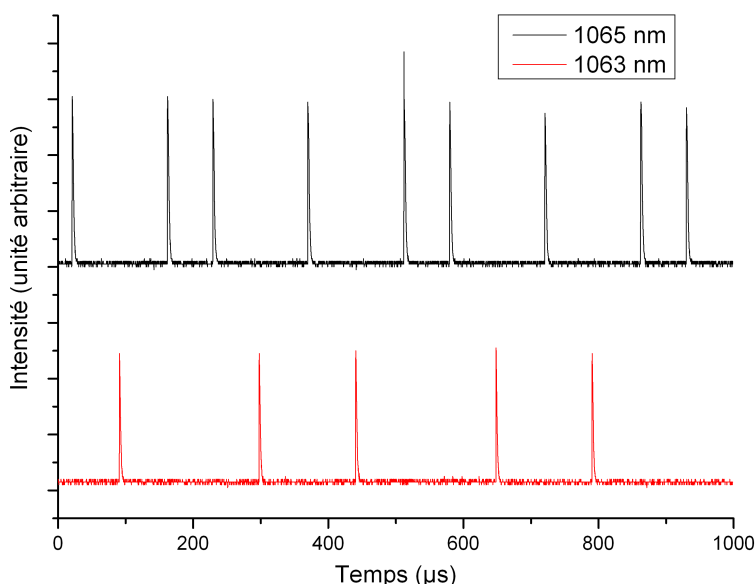


FIGURE 3.13 – Enregistrement d'une série d'impulsions à chacune des deux longueurs d'onde grâce aux deux photodiodes rapides. La résistance R_0 utilisée ici vaut 10 k Ω . On notera l'instabilité du pattern enregistré et l'alternance non souhaitée entre les deux longueurs d'onde.

Enfin, si l'on se place dans des conditions telles que les deux longueurs d'onde apparaissent en même temps sur l'image spectrale donnée par la caméra CCD, les mesures de synchronisation effectuées avec les photodiodes rapides permettent de montrer qu'en réalité les deux longueurs d'onde sont émises alternativement la plupart du temps (voir figure 3.13), bien que l'on puisse remarquer quelques rares impulsions simultanées comme le montre la figure 3.14. Il semble donc qu'il soit impossible de synchroniser deux longueurs d'onde aussi proches en utilisant un seul cristal, la compétition de gain entre elles étant trop forte pour permettre leur amplification simultanée. Le recouvrement incomplet des deux modes dans le cristal évite cependant la destruction totale de l'inversion de population du mode non émis et autorise cette alternance si les conditions d'équilibre des deux modes sont par ailleurs réunies. Les quelques impulsions synchrones que l'on a pu mesurer expérimentalement sont probablement dues aux instabilités et aux fluctuations des nombreux paramètres entrant en jeu : température, vibrations des pièces mécaniques, etc... Cette très faible part d'impulsions simultanées rend donc inefficace tout processus de génération mettant en œuvre un mélange des deux longueurs d'onde, qu'il soit non-linéaire ou électro-optique.

La solution que nous avons mise en place et qui sera présentée dans la partie suivante est donc de séparer physiquement les gains des deux modes en utilisant deux cristaux afin de s'affranchir du couplage dans le cristal.

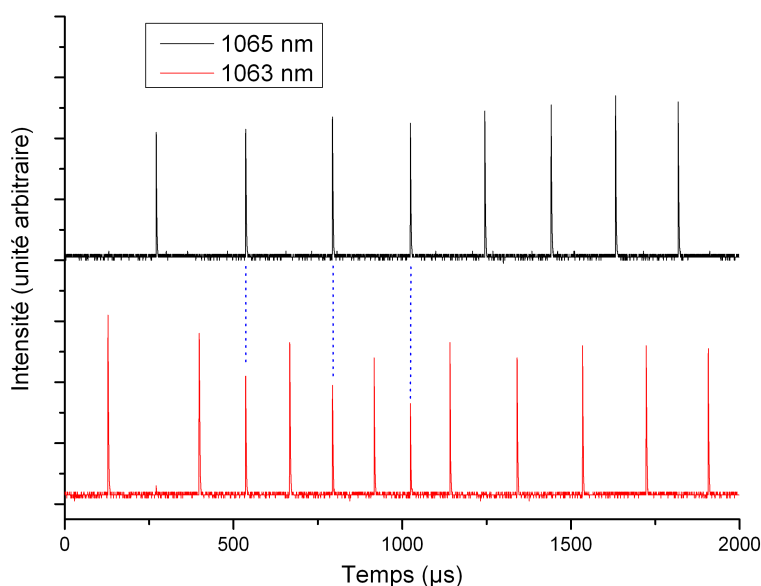


FIGURE 3.14 – Enregistrement d'une série d'impulsions à chacune des deux longueurs d'onde grâce aux deux photodiodes rapides, dans les mêmes conditions expérimentales que la figure 3.13. Les traits en pointillés bleus mettent en évidence la synchronisation de quelques impulsions.

Conclusion du chapitre

Dans ce chapitre nous avons présenté une première approche pour la réalisation d'un laser bi-fréquence destiné à la génération THz par voie opto-électronique. Pour cela, nous avons mis en œuvre un laser solide dans une configuration type "microlaser" correspondant bien aux objectifs de compacité et de coût exposés précédemment. Le cristal utilisé est un cristal c-cut de GdVO_4 dopé au néodyme (Nd) dont les caractéristiques spectrales ont été présentées dans une première partie. Ce choix a été motivé par la présence de deux maxima de hauteurs similaires sur la courbe de section efficace de ce cristal, ce qui facilite la gestion de la compétition de gain entre les deux longueurs d'onde associées. Nous avons montré dans une seconde partie qu'une légère inclinaison du miroir de sortie (de l'ordre du mrad) permet de compenser la différence de gain et d'équilibrer les puissances de sortie des deux longueurs d'onde en régime continu. Les puissances obtenues ont permis de réaliser de la génération de somme de fréquences dans un cristal non-linéaire, processus similaire à la génération THz. Enfin, nous avons présenté une étude du comportement du laser en régime impulsionnel passif en y ajoutant un absorbant saturable (Cr :YAG). Cette dernière partie a fait ressortir l'instabilité du fonctionnement bi-fréquence dans ce régime et la désynchronisation des impulsions aux deux longueurs d'onde, dont l'alternance empêche tout processus de mélange. Ces caractéristiques témoignent de la forte compétition de gain existant entre les deux modes, ce que nous proposons de résoudre dans le chapitre suivant en utilisant deux cristaux différents.

LASER BI-LONGUEURS D'ONDE À DEUX CRISTAUX

SOMMAIRE

5.1 DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL	115
5.2 INTERVALLES EXPÉRIMENTAUX ENTRE MODES LONGITUDINAUX	116
5.3 MODÉLISATION DE LA CAVITÉ À 3 MIROIRS	118
5.4 INTERPRÉTATION DU MODÈLE ET CONFRONTATION AUX MESURES	121
CONCLUSION	129

La solution au problème de compétition de gain que nous nous proposons d'étudier dans ce chapitre est la séparation spatiale des gains par la mise en œuvre de deux cristaux dans la cavité. Il s'agit d'une solution relativement peu employée dans la littérature. Les premières cavités incluant deux cristaux sont inspirées des milieux codopés et utilisées dans les années 90 pour un pompage plus efficace : l'un des cristaux (Tm :YAG) est dédié au pompage du deuxième cristal (Ho :YAG) dont la longueur d'onde est celle désirée en sortie du laser (Stoneman et Esterowitz 1992). Plus tard, Chen et al. (Chen et al. 2000) présentent un laser relativement compact dédié aux fortes puissances employant deux cristaux de Nd :YVO₄ afin de réduire les effets d'aberration thermique. Les premiers lasers à deux longueurs d'onde utilisant deux cristaux sont plus tardifs et principalement consacrés à la génération non-linéaire en dessous de 500 nm par somme de fréquences intra-cavité (Héroult et al. 2008, Li et al. 2011). Plus récemment, certains auteurs se sont intéressés aux lasers bi-fréquences à deux cristaux dédiés aux THz (Zhao et al. 2011) et notamment à la synchronisation des impulsions, sujet sur lequel nous reviendrons plus en détail plus tard dans ce chapitre.

En nous inspirant de certaines des solutions exposées, nous présenterons dans ce chapitre une première configuration compacte à deux cristaux en régime continu, puis im-

pulsionnel. Les difficultés liées à la synchronisation des impulsions aux deux longueurs d'onde nous amèneront finalement à proposer une nouvelle configuration dédiée au régime impulsionnel.

4.1 Laser continu à deux cristaux

4.1.1 Dispositif expérimental

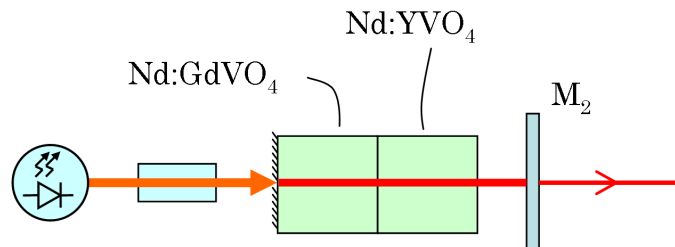


FIGURE 4.1 – Dispositif expérimental du laser à deux cristaux en régime continu.

L'organisation de ce nouveau laser est présentée figure 4.1. Les dispositifs de mesure, non reportés sur ce schéma, sont les mêmes que précédemment (voir figure 3.3). Deux cristaux sont maintenant présents dans la cavité : un cristal c-cut de Nd :GdVO₄ de 1 mm d'épaisseur et dopé à 0,3% (noté C₁ par la suite), et un cristal c-cut de Nd :YVO₄ de 1 mm d'épaisseur et dopé à 1% (noté C₂). Le cristal C₁ possède un revêtement HR autour de 1064 nm sur une face (côté pompe) et un revêtement AR sur l'autre face à la même longueur d'onde. Le cristal C₂ possède un revêtement AR à 1064 nm sur ses deux faces. Les cristaux sont montés l'un contre l'autre sur le même support, et sont ainsi régulés en température par le même module de Peltier. Ceux-ci sont par ailleurs pompés à 808 nm

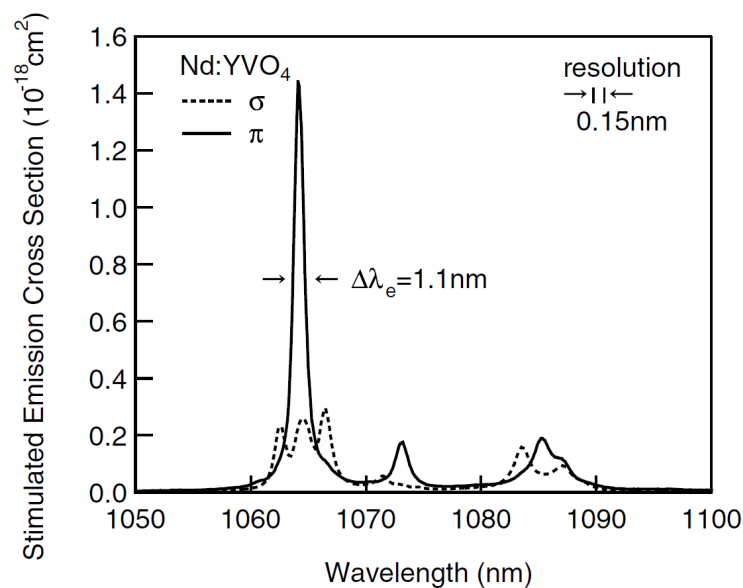


FIGURE 4.2 – Section efficace d'émission stimulée du cristal de Nd :YVO₄ pour la transition du niveau $^4F_{3/2}$ vers le niveau $^4I_{11/2}$ (Sato et Taira 2002).

par le même dispositif que précédemment, la translation de la lentille GRIN permettant d'ajuster la répartition de la puissance de pompe dans les cristaux. En effet, la largeur du faisceau de pompe influe directement sur son intensité locale : en augmentant sa largeur, la puissance émise se retrouve répartie sur une plus grande surface. Si l'on se place au centre du faisceau, l'inversion de population créée par la pompe devient donc plus faible lorsqu'on augmente la taille du faisceau. Ainsi en effectuant une translation de la lentille GRIN ou du support des cristaux, la modification de la position du waist du faisceau de pompe entraîne un changement de la largeur moyenne du faisceau dans chaque cristal et permet finalement de contrôler l'inversion de population dans les cristaux.

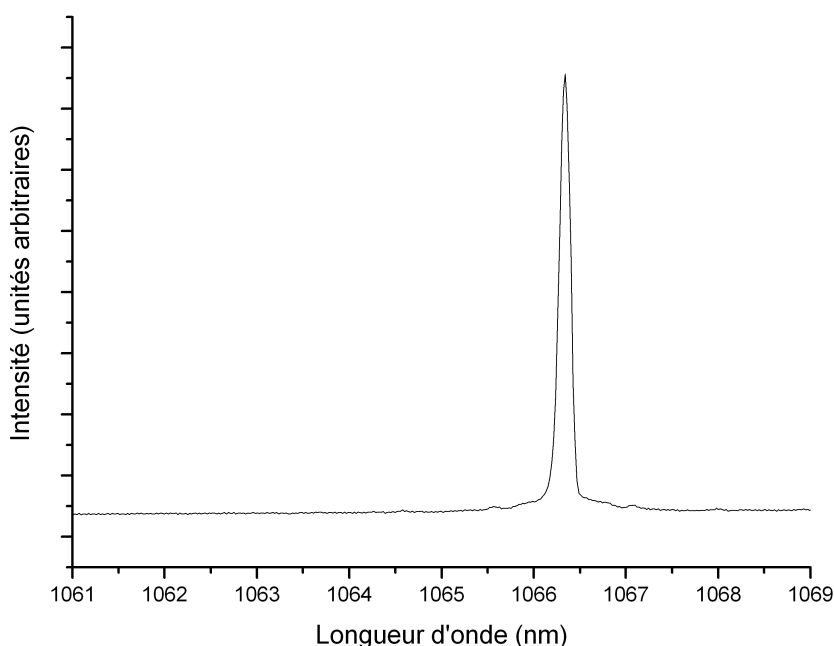


FIGURE 4.3 – Spectre d'émission du cristal de Nd :YVO₄ seul dans la cavité laser.

Comme nous l'avons exposé dans la partie 1 du chapitre 3, le cristal de Nd :YVO₄ possède des caractéristiques relativement proches de celles du Nd :GdVO₄, ce qui a motivé notre choix d'associer ces deux cristaux. Outre des comportements similaires en absorption et au niveau thermique, le cristal c-cut de Nd :YVO₄ présente une courbe de section efficace d'émission assez proche de celle du Nd :GdVO₄, comme le montre la figure 4.2 que l'on peut mettre en parallèle avec la figure 3.2. La courbe en pointillé, correspondant à un cristal c-cut, possède trois maxima : à 1062,5 nm, 1064,5 nm et 1066,5 nm. De la même manière que dans le cas du Nd :GdVO₄, seule la longueur d'onde autour de 1066 nm est émise en cavité alignée à cause de l'absence de régulation de la compétition de gain. Le spectre présenté figure 4.3 a été obtenu en plaçant le cristal de Nd :GdVO₄ à l'envers afin que seul le cristal de Nd :YVO₄ soit présent dans la cavité optique formée par les deux miroirs. Comme attendu, on observe une unique longueur d'onde émise à 1066,3 nm,

caractéristique de l'orientation c-cut de ce cristal. Le battement optique entre les modes des deux cristaux est donc situé autour de 320 GHz qui correspond à une fenêtre spectrale de transmission dans l'atmosphère (voir chapitre 1 section 1).

4.1.2 Emission continue à deux longueurs d'onde

Lors de la mise en œuvre expérimentale du laser continu à 2 cristaux, nous constatons tout d'abord qu'il est possible d'obtenir aisément une émission simultanée à 1065 nm et 1066 nm comme le montre la figure 4.4. Il est nécessaire pour cela d'optimiser le placement de la lentille GRIN comme nous le verrons par la suite. Les deux longueurs d'onde sont polarisées linéairement selon la même direction. On remarquera cependant la présence inattendue d'un mode à 1062,6 nm. Celui-ci s'avère par ailleurs être en compétition avec le mode à 1066 nm : on constate des fluctuations de puissance fortement corrélées témoignant d'un échange d'énergie entre ces deux modes. Ce phénomène est dû au fait que les courbes de section efficace des deux cristaux présentent un recouvrement relativement important entre 1062,5 nm et 1063 nm. Le mode qui apparaît est donc amplifié par les deux cristaux et devient ainsi en forte compétition avec le mode à 1066 nm, celui à 1065 nm semblant moins touché. Ceci s'explique par le fait que le pic de section efficace dans le GdVO_4 est centré à 1063 nm alors que celui du YVO_4 est à 1062,5 nm. Le cristal C_2 est donc plus fortement sollicité pour amplifier ce nouveau mode à 1062,6 nm, ce qui vient perturber l'émission du mode à 1066 nm.

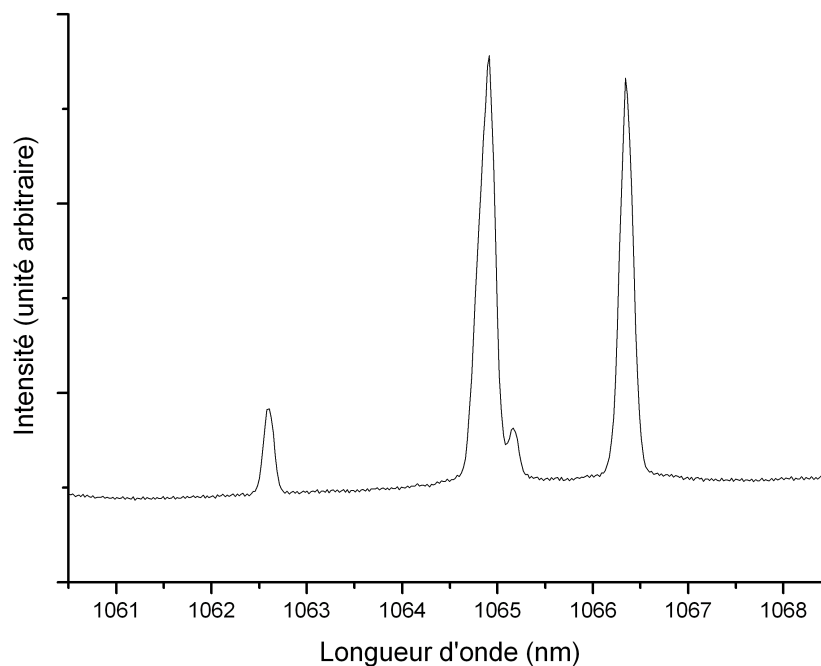


FIGURE 4.4 – Spectre d'émission du laser continu à 2 cristaux.

Afin d'étudier ce phénomène, nous avons cherché à déplacer le waist du faisceau de pompe et ainsi faire varier la distribution de puissance de pompe entre les deux cristaux. Après avoir placé la lentille GRIN de manière à obtenir un couplage optimal avec la diode de pompe, nous avons déplacé les deux cristaux simultanément (via une translation de leur support commun) par pas de $200 \mu\text{m}$ selon l'axe optique. Cette translation a été effectuée dans la direction opposée à la diode de pompe ; du point de vue des cristaux, le waist du faisceau de pompe s'est donc déplacé progressivement vers le cristal C_1 . Pour chaque position, les puissances à chaque longueur d'onde ont été mesurées de la même manière que dans le chapitre précédent et les résultats obtenus sont présentés figure 4.5.

[NB : Les mesures à 0 mm correspondent à la position des cristaux pour laquelle a été obtenue le spectre de la figure 4.4. Les distances en abscisse doivent donc être interprétées comme étant relatives à cette position (arbitraire), mais ne sont pas une mesure de la distance entre les cristaux et la lentille GRIN.]

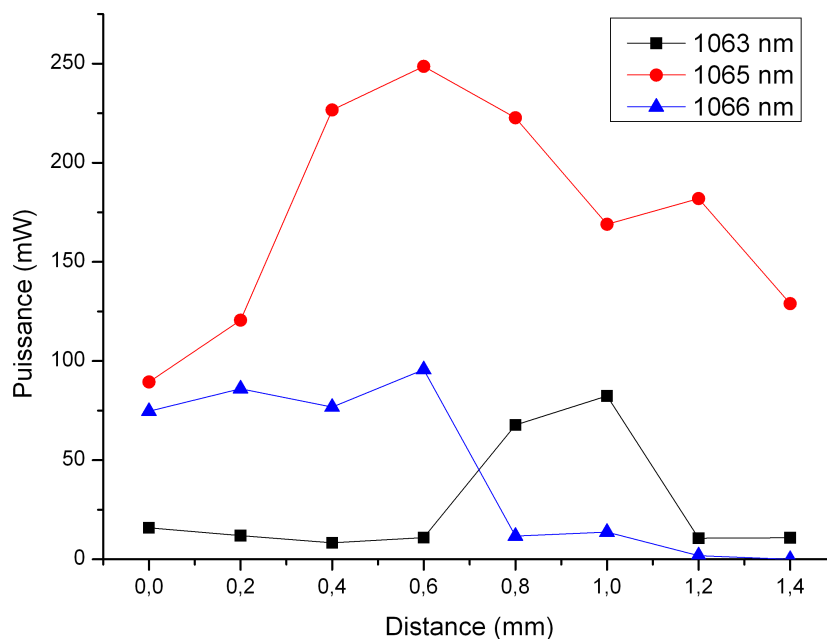


FIGURE 4.5 – Evolution de la puissance à chacun des trois modes apparaissant sur la figure 4.4 en fonction de la position des cristaux par rapport à la lentille GRIN.

Lorsque l'on éloigne les cristaux de la lentille GRIN, on constate tout d'abord une augmentation rapide de la puissance à 1065 nm témoignant de l'accroissement du gain dans le cristal C_1 , c'est-à-dire de la diminution de la taille moyenne du faisceau de pompe dans ce cristal. On remarque ensuite un changement de comportement radical entre 0,6 mm et 0,8 mm concernant les deux autres modes : la puissance du mode à 1066 nm chute brusquement alors que celle du mode à 1063 nm augmente d'une valeur comparable. Ceci semble bien montrer que les deux modes sont fortement couplés, ce couplage ne pouvant

avoir lieu que dans le cristal de Nd :YVO₄. Physiquement, cette modification brutale de la compétition entre les deux modes vient probablement de la réduction de la largeur du faisceau laser dans le cristal C₂ : celle-ci a en effet entraîné une diminution de l'inversion de population dans ce cristal alors que celle du cristal C₁ augmente. Du point de vue des modes, le gain à 1066 nm, uniquement généré par le cristal C₂, décroît alors plus fortement que celui à 1063 nm, étant donné que ce dernier mode est également amplifié par le cristal C₁. Le gain total à 1063 nm est donc devenu supérieur au gain à 1066 nm, ce qui a provoqué ce transfert de puissance d'un mode à l'autre. L'inversion de population du cristal C₂ est donc utilisée pour amplifier le mode à 1063 nm, pourtant plus faible en terme de section efficace et absent du spectre d'émission si le cristal est seul dans la cavité (voir figure 4.3). Enfin, en éloignant encore les cristaux, l'inversion de population dans le cristal C₂ devient insuffisante pour maintenir l'émission du mode à 1063 nm et celui-ci s'éteint.

Cette configuration à deux cristaux permet donc d'émettre à deux longueurs d'onde en s'affranchissant de la compétition de gain entre les longueurs d'onde principales. Néanmoins le recouvrement des courbes de section efficace d'émission stimulée autour de 1063 nm introduit une compétition de gain imprévue nuisant à l'efficacité d'émission à 1066 nm. Pour une utilisation optimale de la puissance de pompe, on préférera donc des cristaux avec un recouvrement spectral plus faible. En gardant un écart en longueur d'onde de 1 nm, on pourra choisir par exemple des cristaux a-cut de Nd :GdVO₄ et Nd :YVO₄, pour lesquels les seules longueurs d'onde d'émission sont respectivement à 1063 nm et 1064 nm.

4.2 Laser impulsionnel passif à deux cristaux

Afin de profiter des puissances crêtes élevées offertes par les lasers impulsionnels, nous avons ajouté un cristal de Cr :YAG dans la cavité du laser à deux cristaux présenté figure 4.1. Les dispositifs de mesure des différents paramètres de sortie (puissance moyenne, spectre, simultanéité des impulsions) sont les mêmes que précédemment, on se reportera donc aux parties idoines du chapitre 3 pour une description détaillée. Bien que l'on ait constaté un couplage entre les deux cristaux en régime continu, il est probable et espéré que la plus grande sélectivité (en terme de compétition de gain) apportée par le régime impulsionnel diminue fortement la présence du mode autour de 1063 nm. De plus, les modes à 1065 nm et 1066 nm étant peu couplés, on peut s'attendre à ce que le démarrage d'une impulsion par l'un des modes profite à l'autre de par le blanchiment de l'absorbant saturable. En effet, lorsque l'un des modes atteint son inversion seuil, le flux de photons croissant à cette longueur d'onde sature l'absorbant et diminue ainsi les pertes pour l'autre mode qui peut alors être amplifié simultanément. La condition pour que ce mécanisme fonctionne est de faire en sorte que les deux modes aient des temps de répétition très proches, ce qui peut être régulé en modifiant le gain dans chacun des cristaux via la position du waist du

faisceau de pompe. Ainsi lorsqu'un mode commence à être amplifié, le second est alors très proche de son inversion seuil et peut profiter de la baisse des pertes saturables provoquée par le mode amplifié.

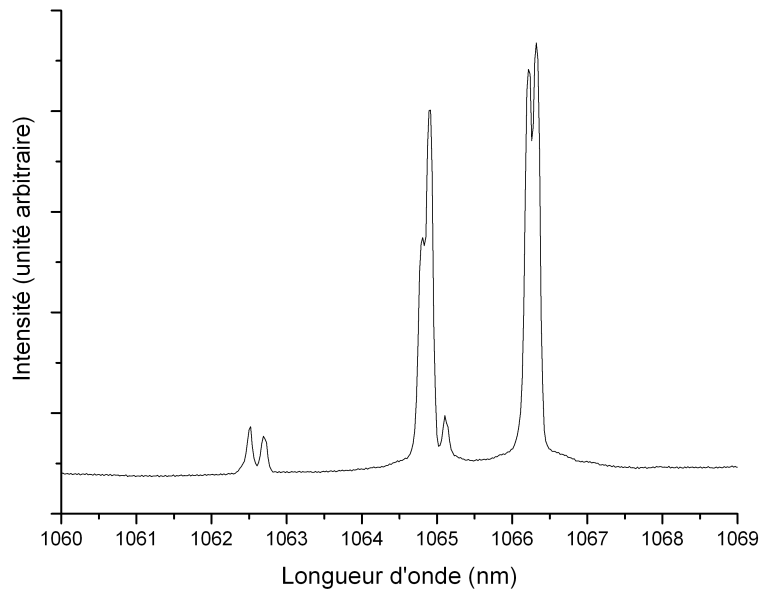


FIGURE 4.6 – Spectre d'émission du laser à 2 cristaux en régime impulsionnel passif avec un cristal de Cr :YAG de coefficient de transmission de 89%.

En ce qui concerne le spectre d'émission en régime impulsionnel, on constate qu'il est effectivement possible de favoriser le mode laser à 1066 nm par rapport à celui à 1063 nm comme le montre la figure 4.6. Néanmoins si l'on cherche à comparer ce nouveau dispositif avec le laser à un cristal présenté dans le chapitre 3, le fait d'avoir mis deux cristaux au lieu d'un seul ne résout pas entièrement les instabilités, ceci étant dû au recouvrement des courbes de gain des deux cristaux. Le couplage entre les modes est encore une fois source de fluctuations de la puissance émise entre les différentes longueurs d'onde, ces instabilités étant toutefois nettement moins importantes que celles observées avec le laser à 1 cristal grâce à une diminution importante du couplage.

Par ailleurs et contrairement à ce qui était attendu, les impulsions à 1065 nm et 1066 nm restent très majoritairement alternées. La figure 4.7 présente le comportement typique observé avec une émission non synchronisée des deux longueurs d'onde d'intérêt, bien que l'on puisse observer quelques épisodes d'émission simultanée (figure 4.8). Il apparaît donc que le mécanisme de déclenchement d'un mode par l'autre ne fonctionne pas dans ces conditions. La cause de cet échec vient probablement du recouvrement des intensités dans l'absorbant saturable, ce que semblent confirmer les résultats présentés dans la partie suivante. En effet, comme nous l'avons expliqué dans le chapitre 2, les champs électriques des modes amplifiés forment des ondes stationnaires dans la cavité, les recouvrements

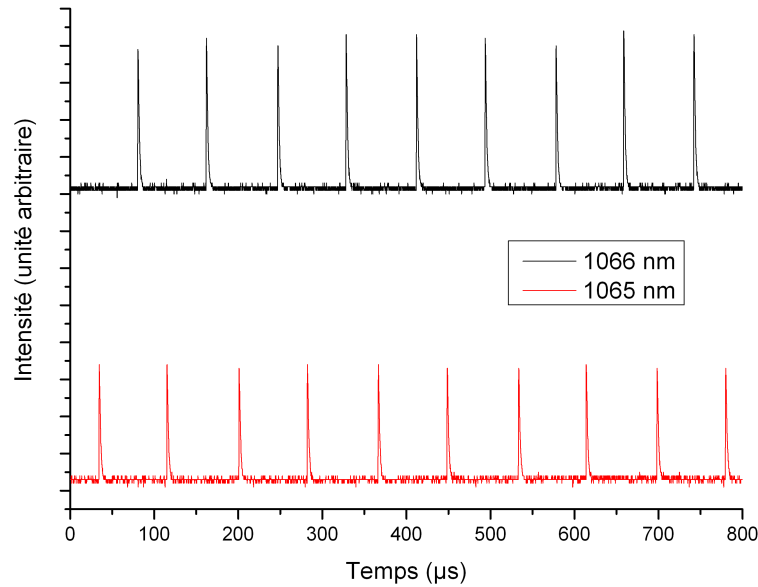


FIGURE 4.7 – Enregistrement d'une série d'impulsions typique du laser impulsionnel passif à 2 cristaux.

des intensités de ces champs étant à l'origine des différents coefficients de couplage entre modes. Ainsi en régime impulsionnel, lorsqu'un mode atteint son seuil de déclenchement, le blanchiment consécutif de l'absorbant saturable n'est pas homogène sur toute l'épaisseur de l'absorbant mais ne se produit que sur les plages où l'intensité de ce mode est maximale : le blanchiment de l'absorbant est donc périodique spatialement. Si les zones encore non saturées correspondent aux maxima de l'intensité de l'autre mode (c'est-à-dire si les champs des deux modes sont en quadrature), la diminution des pertes vues par ce dernier est nulle et il ne peut alors être amplifié simultanément.

A ce stade de la réflexion, il est intéressant d'étudier la question du positionnement de l'absorbant saturable dans la cavité. En effet, rappelons que le coefficient de recouvrement des modes dans l'absorbant est calculé à partir du produit des intensités normalisées des modes (c'est-à-dire les fonctions en \sin^2) :

$$C_{i,k} = \frac{\int_{z_{as}}^{z_{as}+l_{as}} \sin^2\left(\frac{m_i\pi n_g z}{L}\right) \sin^2\left(\frac{m_k\pi n_g z}{L}\right) dz}{\int_{z_{as}}^{z_{as}+l_{as}} \sin^2\left(\frac{m_i\pi n_g z}{L}\right) dz} \quad (4.1)$$

où z_{as} est la position de l'absorbant saturable dans la cavité. Les coefficients $C_{i,k}$ dépendent donc *a priori* de z_{as} et on pourrait alors s'appliquer à trouver la meilleure position possible pour maximiser le recouvrement des modes dans l'absorbant, c'est-à-dire maximiser leur couplage. En considérant une position z dans la cavité pour laquelle les intensités des champs sont exactement en phase, cherchons à déterminer la longueur nécessaire pour que les intensités des champs reviennent à nouveau en phase. Les longueurs d'onde des deux

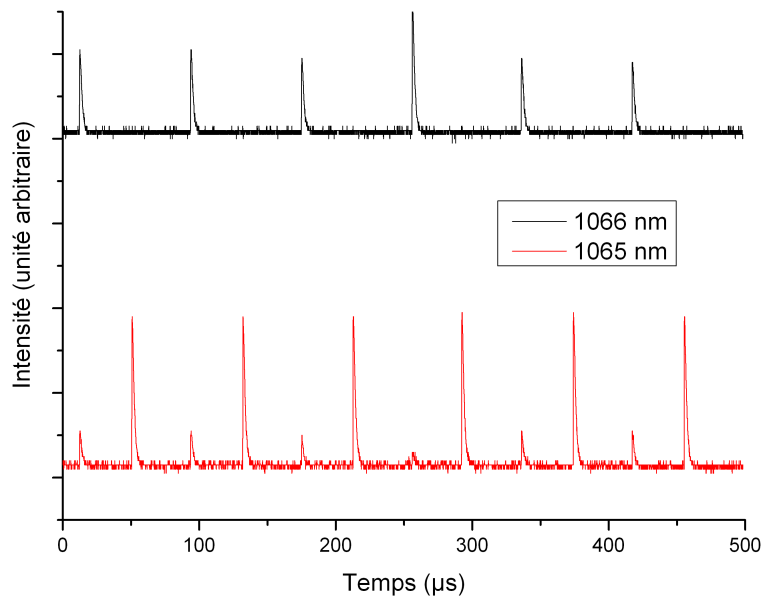


FIGURE 4.8 – Enregistrement d'une série d'impulsions du laser impulsif passif à 2 cristaux dans les mêmes conditions expérimentales que la figure 4.7.

modes que nous considérons sont séparées de 1 nm environ, c'est-à-dire qu'ils se déphasent spatialement de 1 nm à chaque période. Par ailleurs la longueur d'onde des modes étant d'environ $1 \mu\text{m}$, les amplitudes de ces deux champs seront donc à nouveau en phase après environ $\frac{1 \mu\text{m}}{1 \text{ nm}} = 1000$ périodes, soit 1 mm. Si l'on considère les intensités des champs, les périodes spatiales sont divisées par 2, donc les intensités seront à nouveau en phase après environ $500 \mu\text{m}$: c'est la période du produit des intensités, la fonction intégrande en haut de l'équation 4.1. Or tous nos absorbants ayant une épaisseur supérieure à $500 \mu\text{m}$, ils contiennent tous au moins une période complète de cette fonction (voir figure 4.9). En d'autres termes, il apparaît que la position z_{as} de l'absorbant aura finalement peu d'effet sur le couplage entre modes étant donné que l'absorbant contiendra toujours de grandes plages sur lesquelles les intensités des modes se recouvrent mal (voire pas du tout), ce qui explique pourquoi les deux longueurs d'onde ne parviennent pas à se déclencher simultanément.

Il semble donc qu'il n'y ait pas de moyen simple de synchroniser les deux longueurs d'onde de notre laser. En supposant que l'on choisisse des cristaux émettant à des longueurs d'onde plus éloignées afin de supprimer le recouvrement des courbes de gain, le faible couplage des modes dans l'absorbant saturable serait encore un obstacle à l'émission simultanée en régime impulsif (d'autant plus si les longueurs d'onde sont plus éloignées). Une première solution pourrait être d'utiliser un absorbant de très faible épaisseur et d'ajuster finement sa position afin de le placer sur une zone où le recouvrement des intensités des deux modes est maximal. Afin de maintenir un coefficient de transmission constant, il faut alors augmenter la concentration d'atomes de chrome dans la matrice de

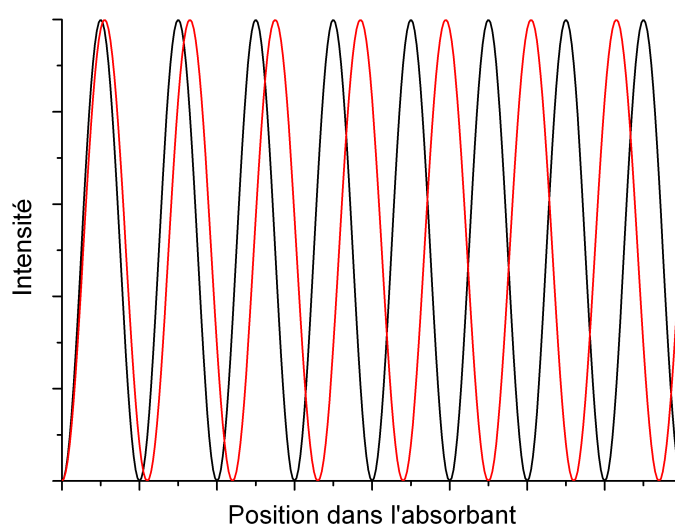


FIGURE 4.9 – Evolution de l'intensité à deux longueurs d'onde différentes en fonction de la position dans l'absorbant. Si l'absorbant est trop épais, celui-ci contiendra toujours des zones de faible recouvrement des intensités (partie droite de la figure).

YAG. Ceci n'est *a priori* pas une limite puisque la concentration molaire maximale de Cr possible est de 3%, ce qui correspond à une épaisseur d'absorbant d'environ $0,66 \mu\text{m}$ si l'on choisit de conserver une transmission de 89%. En revanche, la limite concerne plutôt l'épaisseur d'absorbant : les cristaux proposés dans le commerce ne sont en général pas disponibles à des épaisseurs inférieures à un dixième de millimètres, ce qui serait suffisant avec les cristaux que nous avons utilisés mais deviendrait encore trop épais si l'on venait à choisir des longueurs d'onde séparées de plus de 2 nm. Le problème peut également venir des temps de répétition des deux modes que l'on ne parvient pas à égaliser avec cette configuration compacte. Cheng et al. (Cheng et al. 2010) ont en effet réussi à synchroniser deux longueurs d'onde amplifiées par deux cristaux différents en utilisant une configuration plus complexe. Le recouvrement temporel entre les impulsions n'est néanmoins pas optimal et il est possible que le succès de leur dispositif soit dû à l'éloignement spectral des deux longueurs d'onde émises impliquant de nombreuses zones de recouvrement dans l'absorbant.

Nous nous sommes donc intéressés à des solutions permettant de maîtriser l'émission des impulsions. La plus utilisée est probablement le déclenchement actif, qui consiste à insérer dans la cavité un élément dont le coefficient de transmission peut être contrôlé électriquement en agissant sur son indice de réfraction. Si l'on impose une transmission totale alors que les inversions de population dans les deux cristaux sont très importantes, les deux longueurs d'onde seront émises simultanément (Zhao et al. 2010). Cette solution ne présente donc aucune incertitude pour peu que le temps de pompage des cristaux soit

suffisamment long, néanmoins le coût important de cet appareil ne correspond pas aux objectifs initiaux.

La solution que nous avons donc adoptée conserve le principe de déclenchement passif puisqu'elle emploie encore un absorbant saturable, mais utilise également un second laser dont le rôle est de déclencher les impulsions en blanchissant l'absorbant saturable. Il s'agit donc d'un système de déclenchement que l'on pourrait qualifier de "passif-actif", ou de "passif activé".

4.3 Laser impulsionnel à deux cristaux déclenché extérieurement

4.3.1 Déclenchement externe

La modulation externe des pertes de l'absorbant saturable est une méthode apparue dans le milieu des années 90 (Dascalu et al. 1996) initialement comme une alternative bon marché aux modulateurs acousto-optiques. Pendant les quinze années qui ont suivi, cette technique a d'ailleurs été principalement développée dans le but de réduire le jitter (ou gigue temporelle) des lasers impulsionnels à déclenchement passif (Huang et al. 1999). Le jitter représente l'incertitude moyenne portant sur le temps de répétition d'un laser impulsionnel ; en d'autres termes, ce paramètre est une mesure des fluctuations temporelles du déclenchement des impulsions, à une fréquence de répétition donnée. Il est connu que les lasers impulsionnels à déclenchement passif sont fondamentalement sujets à un jitter relativement important dû aux fluctuations des nombreux paramètres auxquels il est soumis, comme la température, l'efficacité de pompage, les pertes dans la cavité, ou encore l'émission spontanée, phénomène intrinsèquement aléatoire et responsable du déclenchement de l'impulsion.

Le principe du déclenchement externe est d'éclairer l'absorbant saturable avec une source optique externe afin de le saturer peu avant le déclenchement "naturel" du laser et ainsi de faire passer le gain au dessus des pertes. En déclenchant le blanchiment de l'absorbant saturable, on contrôle activement le taux de répétition du laser et il devient ainsi possible de limiter le jitter. On sort légèrement du cadre des lasers à déclenchement passif, cependant cette technique reste bien moins chère et plus facile à mettre en oeuvre que les modulateurs acousto-optiques qui peuvent être assez encombrants, notamment si l'objectif est de réaliser un micro-laser. Parmi les utilisations notables du déclenchement optique externe des impulsions, citons les travaux de Hakulinen et al. (2008) qui utilisent cette technique sur un laser fibré en se servant de l'impulsion de pompage pour blanchir l'absorbant, ceux de Cole et al. (2009) qui présentent un laser à cristal relativement abouti et compact, ainsi que ceux de Steinmetz et al. (2010) qui utilisent une ligne à retard pour déclencher une impulsion avec une partie de l'impulsion précédente.

Nous avons constaté qu'une distance d'au moins 5 à 6 cm est nécessaire pour pouvoir insérer le miroir M_{int} . La distance z' à laquelle se trouve le waist image d'un faisceau gaussien par rapport à la lentille dépend de la position z du waist objet selon la formule (Saleh et Teich (1991) p.93) :

$$z' = f + M^2(z - f) \quad (4.2)$$

avec :

$$M = \frac{f}{\sqrt{z_0^2 + (z - f)^2}} \quad (4.3)$$

où z_0 est la longueur de Rayleigh du faisceau objet, et que l'on calcule à partir du waist objet ω_0 :

$$z_0 = \frac{\pi\omega_0^2}{\lambda} \quad (4.4)$$

Ayant calculé dans une partie précédente le waist du faisceau par une mesure de divergence, nous avons donc une estimation du waist objet ω_0 . Cependant ce paramètre est fortement susceptible de varier étant donné que la cavité laser est modifiée, et notamment de varier en fonction de la position de la lentille. La figure 4.11 présente l'évolution de la distance z' en fonction de z pour une focale f de 6 cm et différentes valeurs de ω_0 . Même autour du nœud à $z = 6$ cm, on constate une modification relativement importante de la distance du waist image (environ 85% à $z = 6,5$ cm) pour des variations plus faibles de ω_0 (de l'ordre de 36%). De plus, la position exacte du waist objet est difficilement mesurable expérimentalement. Pour ces raisons, il n'est pas possible de prédire la position précise du waist image par rapport à celle de la lentille. Cependant on sait que la position optimale du miroir M_2 correspond à une conjugaison parfaite des waists image et objet, c'est-à-dire que les pertes induites par ce rallongement de cavité seront minimales. Expérimentalement, la figure 4.11 donnera donc un ordre de grandeur de la variable z' , et l'on ajustera ensuite la position du miroir M_2 grâce à une mesure de puissance, le plus simple étant de rester à $z \approx 6$ cm.

Le laser utilisé pour déclencher le blanchiment de l'absorbant saturable est un laser impulsif à cristal Nd :YAG pompé par diode (Teem Photonics SNP) émettant à 1064 nm et sera à présent nommé laser maître. Le faisceau laser déclencheur est envoyé sur l'absorbant saturable au moyen d'un miroir de renvoi M_{int} après avoir été focalisé par une lentille divergente de focale -6 cm suivie d'une lentille convergente de focale 14 cm, de manière à ce que le faisceau laser ait un diamètre d'environ $20 \mu\text{m}$ au niveau de l'absorbant saturable (valeur obtenue empiriquement), permettant une concentration suffisante de la puissance pour blanchir l'absorbant. L'ensemble est placé de telle sorte que la réflexion sur le miroir M_{int} se fasse au plus près du faisceau laser esclave afin d'avoir un angle entre les faisceaux lasers maître et esclave aussi faible que possible. Cette configuration permet d'obtenir un recouvrement maximal entre ces deux faisceaux dans l'absorbant saturable et

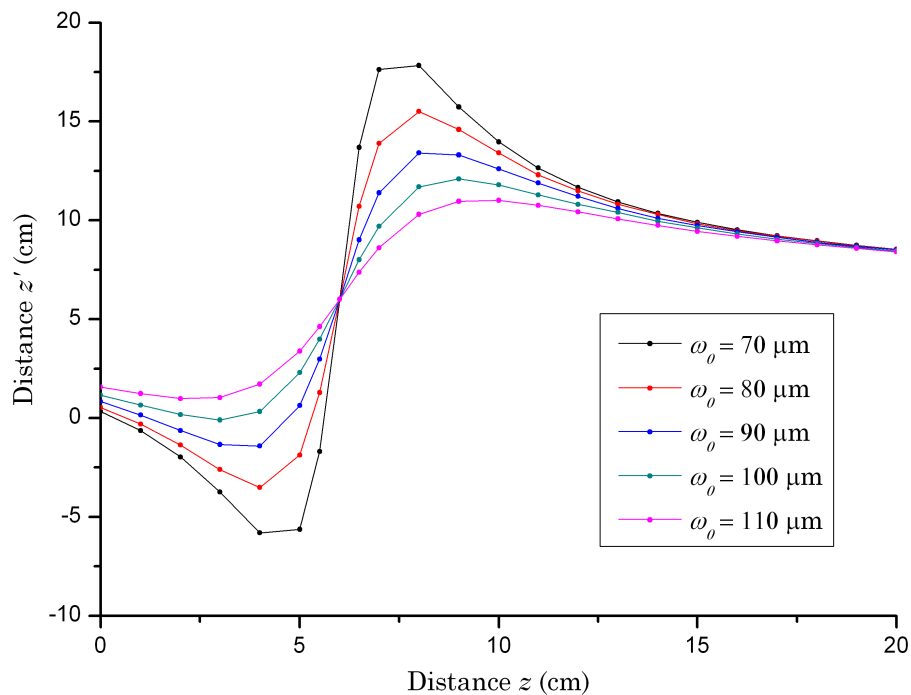


FIGURE 4.11 – Evolution de la distance z' en fonction de la distance z pour une focale de 6 cm et pour différentes valeurs du waist objet.

ainsi de maximiser l'effet du déclenchement externe pour le faisceau esclave. Dans une première configuration, le faisceau maître était envoyé directement sur l'absorbant sans miroir de renvoi comme présenté en pointillés sur la figure 4.10. L'efficacité du déclenchement externe était alors bien moins importante que celle qui sera présentée par la suite. Par ailleurs, l'absorbant saturable est placé au plus près des cristaux afin que la taille du faisceau esclave dans cet élément soit aussi faible que possible. Ceci permet de maximiser le ratio des diamètres des faisceaux maître et esclave, toujours dans le but d'augmenter l'efficacité du blanchiment externe. Enfin, on pourrait penser qu'il serait plus pratique et plus compact d'envoyer simplement le faisceau maître à travers le miroir de sortie car cela dispenserait alors de rallonger la cavité du laser esclave. Deux raisons s'opposent à ce choix :

- tout d'abord, la longueur d'onde du laser maître étant très proche de celles du laser esclave, il existe un recouvrement assez important avec les courbes de section efficace des deux cristaux. Cette nouvelle longueur d'onde risquerait donc d'être amplifiée par les cristaux et de créer une nouvelle compétition de gain.
- l'inconvénient majeur de cette solution est que le faisceau du laser maître est alors soumis à la sélection de la cavité Fabry-Pérot puisqu'il est aligné avec l'axe optique. Même si l'on suppose que la longueur d'onde correspond bien avec un mode pouvant exister dans la cavité, une onde stationnaire serait ainsi créée et l'absorbant saturable ne serait pas blanchi uniformément. Il est fort probable que cette configuration soit

totallement inefficace puisque n'apportant rien par rapport au cas présenté dans la partie précédente.

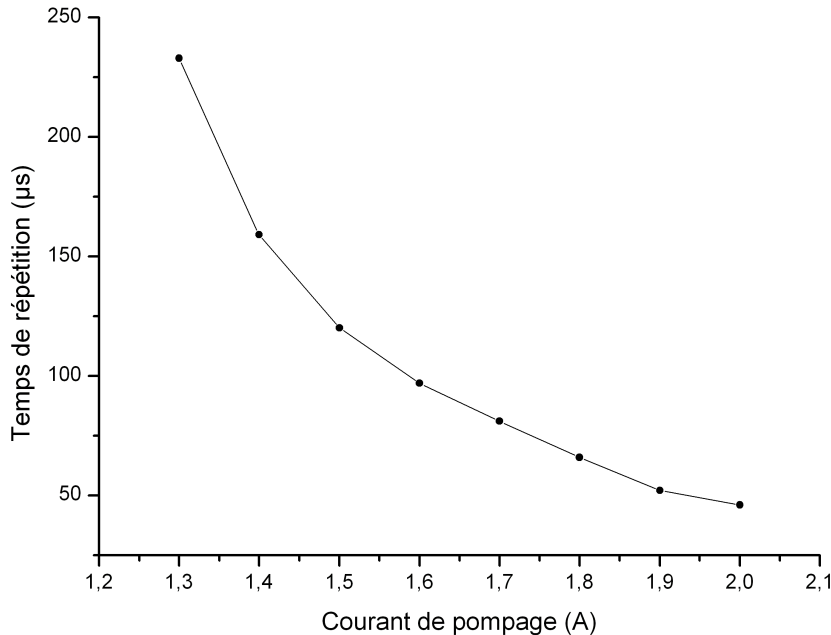


FIGURE 4.12 – Evolution du temps de répétition du laser maître en fonction du courant alimentant sa diode de pompe.

Enfin, nous avons mesuré l'évolution du temps de répétition du laser maître (*i.e.* le temps entre deux impulsions successives) en fonction de son courant de pompage, afin d'obtenir une courbe d'étalonnage (figure 4.12). Le temps de répétition du laser esclave (sans déclenchement) étant généralement compris entre $50 \mu\text{s}$ et $200 \mu\text{s}$, nous nous sommes limités à ces bornes.

4.3.3 Conditions de synchronisation

Nous avons vu dans la partie précédente que sans laser maître, la synchronisation des impulsions aux deux longueurs est médiocre. Là encore en cavité allongée, les impulsions à chaque longueur d'onde sont majoritairement émises alternativement lorsque le laser maître est éteint (voir figure 4.13a), et de nombreux phénomènes d'instabilité sont à noter (voir figure 4.13b). Comme l'échelle de temps adoptée pour ces enregistrements est de l'ordre de la milliseconde, nous avons choisi une valeur de $10 \text{ k}\Omega$ pour la résistance R_0 afin d'avoir un signal avec une amplitude plus élevée. Par ailleurs, dans le but de pouvoir quantifier la synchronisation, on définit χ comme étant le pourcentage d'impulsions contenant les deux longueurs d'onde. En l'absence du déclenchement externe, nous avons mesuré que ce coefficient vaut en moyenne autour de 6% mais peut éventuellement monter

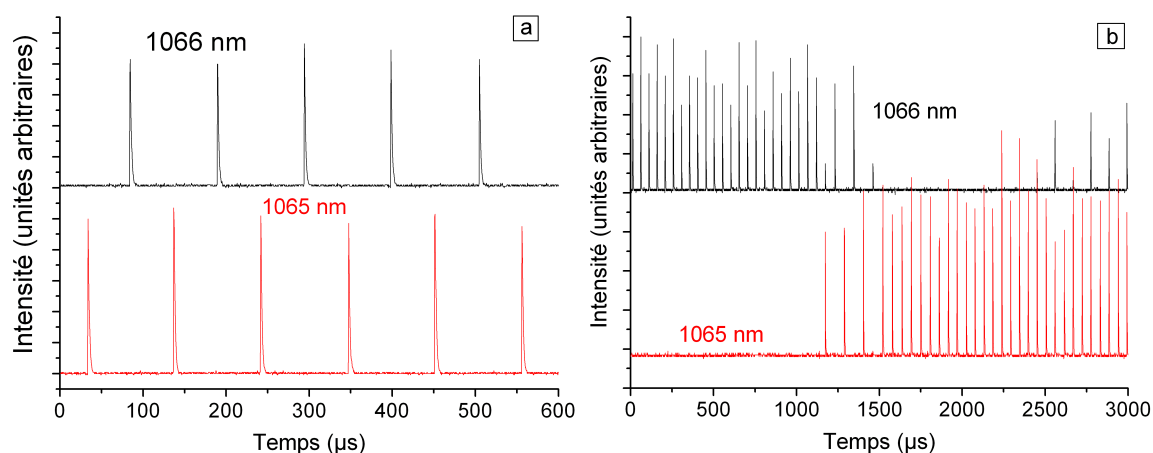


FIGURE 4.13 – Enregistrements de différentes séries d’impulsions du laser esclave en fonctionnement libre (sans déclenchement externe) dans les mêmes conditions expérimentales.

jusqu’à 20%. Il faut cependant noter qu’étant donné l’instabilité du comportement du laser dans ce régime, il est difficile de donner une mesure précise et pertinente de χ dans ce cas.

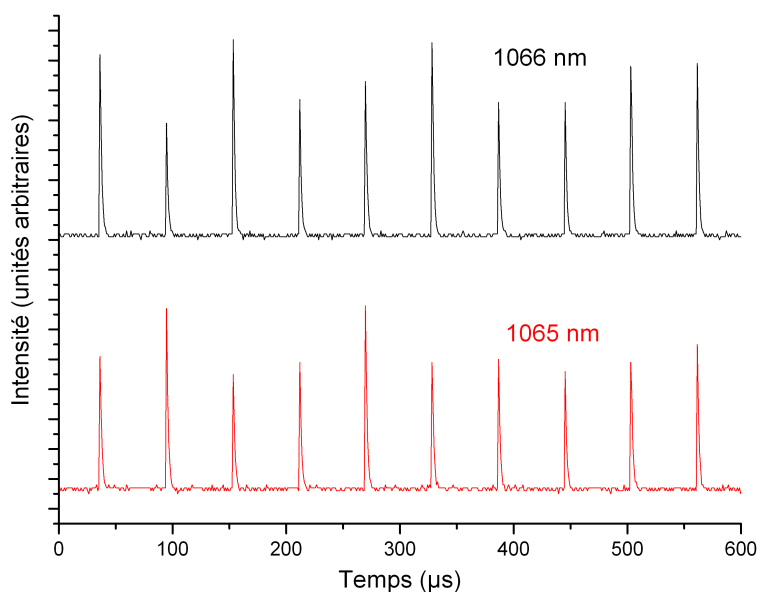


FIGURE 4.14 – Train d’impulsions synchrones résultant d’un déclenchement externe optimal.

En revanche, lorsque le laser maître est mis en route avec des paramètres adaptés, le blanchiment forcé de l’absorbant saturable fait chuter les pertes dans la cavité du laser esclave de manière simultanée pour les deux longueurs d’onde. Il devient ainsi possible d’émettre des impulsions à deux longueurs d’onde à une fréquence de répétition très stable (voir figure 4.14). Le taux de synchronisation χ peut alors prendre une valeur très proche de 100%.

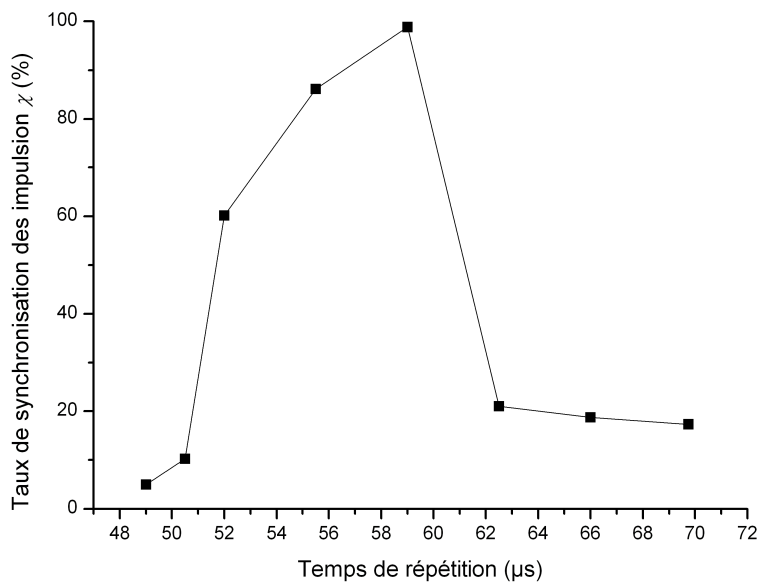


FIGURE 4.15 – Evolution du taux de synchronisation des impulsions du laser esclave en fonction du temps de répétition du laser maître.

Afin d'éclaircir ce que sont ces paramètres adaptés, la figure 4.15 présente l'évolution du coefficient χ mesuré expérimentalement sur 180 à 200 impulsions en moyenne en fonction du temps de répétition du laser maître, dont la valeur est fixée via son courant de pompe (voir figure 4.12). Il apparaît clairement qu'il existe un temps de répétition optimal à $59 \mu\text{s}$ entraînant une synchronisation parfaite des deux longueurs d'onde du laser esclave. Cet optimum dépend bien évidemment du temps de répétition du laser esclave en fonctionnement libre, qui dépend à son tour des pertes et du gain dans la cavité, c'est-à-dire principalement de la transmission de l'absorbant et du courant de pompe des cristaux. A titre d'exemple, le temps de répétition optimal de $59 \mu\text{s}$ a été obtenu pour un courant de pompe du laser esclave de $2,8 \text{ A}$; pour un courant de pompe de $2,6 \text{ A}$, il passe à $70 \mu\text{s}$. Par ailleurs, le recouvrement temporel des deux impulsions est excellent comme le montre la figure 4.16, mesurée avec une résistance R_0 de 50Ω . La durée des impulsions est d'environ 35 ns en moyenne, et la puissance crête peut approcher 80 W . Enfin, la propriété de faible jitter du laser maître est transmise au laser esclave grâce au déclenchement et le temps de répétition entre deux pulses devient donc très stable.

Si l'on s'éloigne de ce temps de répétition optimal, l'effet du déclenchement externe sur la synchronisation sera de moins en moins notable. Si l'on diminue le temps de répétition du laser maître, le gain du laser esclave se voit offrir moins de temps pour se reconstruire après l'impulsion précédente. Il existe donc une probabilité que le laser esclave ne se déclenche pas car le gain reste inférieur aux pertes, même après le blanchiment forcé de l'absorbant. En effet, le diamètre du faisceau laser maître étant plus petit que celui du

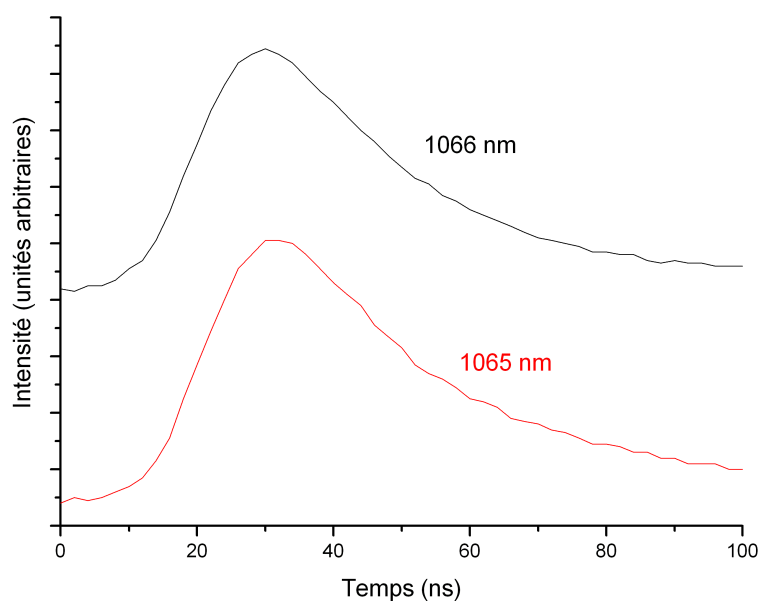


FIGURE 4.16 – Profil temporel d’une impulsion déclenchée par le laser maître mettant en évidence le très bon recouvrement entre les deux longueurs d’onde.

laser esclave dans l’absorbant saturable, le blanchiment de l’absorbant n’est que partiel du point de vue du faisceau laser esclave. Lorsque le laser esclave manque un déclenchement externe, la différence de taux de répétition entre les deux lasers implique une désynchronisation progressive de leur trains d’impulsions. Les impulsions du laser maître arrivant sur l’absorbant à des moments inappropriés, le laser esclave passe en mode non déclenché. Les impulsions de ce dernier sont donc émises alternativement à chacune des deux longueurs d’onde jusqu’à ce que les deux lasers reviennent en phase. Ce comportement induit donc une baisse du taux de synchronisation χ , phénomène qui s’accroît lorsque l’on diminue le temps de répétition du laser maître. En dessous d’une certaine valeur (51 μs sur la figure 4.15), le taux de synchronisation stagne autour de 10%, signe que l’effet du déclenchement externe devient négligeable par rapport au régime libre : les cadences des deux lasers sont trop différentes pour que cette méthode puisse être efficace. C’est également ce que l’on constate lorsque le laser maître devient trop rapide par rapport au laser esclave. Ce dernier atteignant majoritairement son seuil avant que l’impulsion du laser maître n’arrive, le nombre d’impulsions déclenchées par le laser maître baisse singulièrement, faisant ainsi chuter le coefficient χ . Le laser esclave se retrouve en fonctionnement libre la majeure partie du temps, rendant à nouveau l’effet du déclenchement négligeable.

Il est cependant inattendu de constater que la valeur optimale pour le temps de répétition du laser maître ne correspond pas au temps de répétition du laser esclave en fonctionnement libre. En effet, le temps de répétition du laser esclave sur la figure 4.13 est d’environ 102 μs , alors que la valeur optimale pour le déclenchement est de 59 μs (voir

figure 4.15). Nous pensons que cette différence est la conséquence d'un couplage entre les deux longueurs d'onde (différent de celui évoqué précédemment puisque le mode à 1063 nm est maintenant absent) dû à un recouvrement partiel des courbes de gain des deux cristaux. Selon Sato et Taira (2002) et Sato et Taira (2005), les deux maxima sont espacés de 1,2 nm alors que la largeur à mi-hauteur de ces deux pics est d'environ 1,4 nm. Le cristal de Nd :YVO₄ possède également un maximum à 1064,5 nm dû à la même transition d'énergie, et distant de 0,8 nm de celui du Nd :GdVO₄ à 1065,3 nm. Ainsi en fonctionnement libre, lorsqu'une impulsion se produit à 1065 nm par exemple, le flux de photons à cette longueur d'onde va détruire partiellement l'inversion de population de la longueur d'onde 1066 nm dans l'autre cristal à cause de ces recouvrements dans le domaine spectral. Ce phénomène a pour effet de rallonger le temps de reconstruction de cette dernière et donc d'augmenter le temps de répétition du laser. Lors du fonctionnement en régime déclenché, les deux longueurs d'onde sont émises en même temps et ne sont donc pas perturbées lors de la phase de reconstruction, ce qui induit un temps de répétition optimal plus court qu'en régime libre. Un autre constat va dans le sens de cette hypothèse de couplage par le gain : les valeurs crêtes de la puissance des impulsions sont relativement fluctuantes lorsque le laser est déclenché. Néanmoins, si l'on somme les puissances des deux longueurs d'onde, les valeurs crêtes sont bien moins bruitées ce qui témoigne d'un échange d'énergie entre les deux modes émis. Il est donc très probable que ces variations de puissance ainsi que la différence des temps de répétition soient fortement diminuées si l'on choisit des cristaux dont les longueurs d'onde d'émission sont plus éloignées.

Au niveau des performances, lorsque le déclenchement externe est optimal, cette configuration permet d'obtenir une puissance moyenne en sortie d'environ 50 mW pour 2,8 W de pompe. La durée des impulsions est d'environ 35 ns et la puissance crête dépasse 80 W. Des discussions sur ces performances encore modestes sont présentées dans la partie suivante.

Enfin, il a été possible de réaliser aisément de la génération de somme de fréquences (SF) à l'aide d'un cristal non-linéaire (voir figure 4.17) de la même manière que dans le cas continu du chapitre précédent. La mesure de signal autour de 532,7 nm a permis de prouver physiquement la simultanéité d'émission des deux longueurs d'onde, sans laquelle le mélange est impossible. La figure en encart montre d'ailleurs le spectre mesuré lorsque le laser maître est éteint : les impulsions étant alors majoritairement alternées, la génération de somme de fréquence entre les deux modes laser est irréalisable et on ne mesure donc que les deux pics dus à la génération de seconde harmonique (GSH).

4.3.4 Améliorations futures

Etant donné qu'il s'agit de la grandeur d'intérêt lors du mélange des longueurs d'onde (quelle que soit la méthode utilisée), on peut regretter des puissances crêtes assez faibles

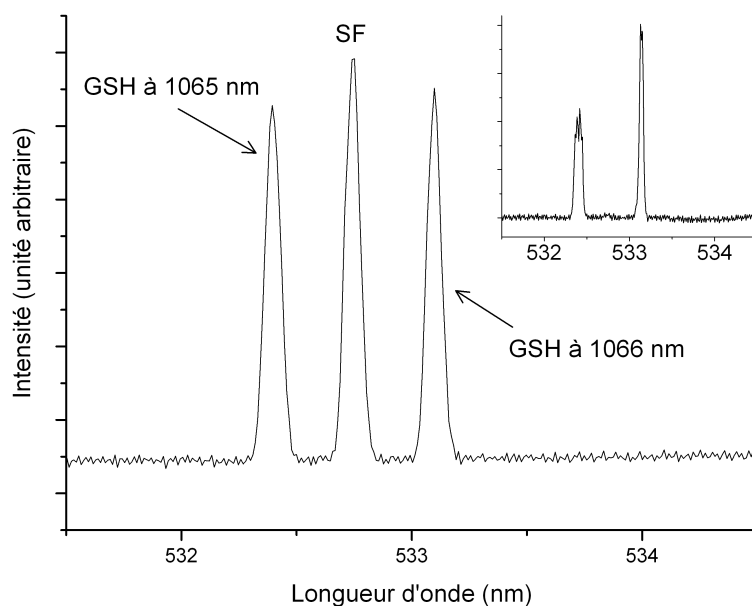


FIGURE 4.17 – Spectre obtenu après le cristal non-linéaire dans des conditions optimales de déclenchement. La présence du pic central montre la réussite du processus de mélange et témoigne bien de la simultanéité des impulsions. En encart, le même spectre mesuré lorsque le déclenchement externe est éteint et pour lequel le pic dû à la génération de somme de fréquence est absent.

ne dépassant pas les 80 W. Deux causes différentes sont proposées, amenant différentes pistes d'amélioration. Premièrement, la durée des impulsions est relativement longue (35 ns, voir figure 4.16) ce qui empêche la concentration temporelle de l'énergie accumulée dans les cristaux. Les principaux paramètres jouant sur la durée des impulsions ont été présentés dans le chapitre 2 : il s'agit de la taille de la cavité et du coefficient d'absorption de l'absorbant saturable, la réflectivité du miroir de sortie pouvant également permettre de diminuer légèrement la durée des impulsions. Dans le dispositif expérimental actuel, la taille de la cavité est assez longue afin de pouvoir insérer le miroir de renvoi M_{int} , les pièces mécaniques étant les principales sources d'encombrement. En utilisant un miroir plus petit, il deviendrait possible de le rapprocher de l'absorbant et de diminuer fortement la taille de la cavité. La figure 4.11 indique en effet qu'il existe des positions z du waist objet inférieures à la focale de la lentille pour lesquelles le waist image se trouve très proche de la lentille. Une taille de cavité de l'ordre de 6 à 7 cm serait ainsi envisageable en plaçant le miroir de sortie à proximité de la lentille L_{int} . L'utilisation dans les mêmes conditions d'une lentille de focale plus courte pourrait permettre de réduire encore cette longueur. Par ailleurs, l'absorbant saturable joue un très grand rôle dans la durée des impulsions comme nous l'avons montré précédemment. Expérimentalement, la durée des impulsions obtenues avec l'absorbant de coefficient de transmission 89% (cristal Cr :YAG 1) est d'environ 80 ns alors qu'elle descend en dessous de 40 ns pour un coefficient de 79% (cristal Cr :YAG

2). L'utilisation d'absorbants saturables plus fortement dopés est donc souhaitable, d'autant plus qu'ils permettent d'atteindre un plus grand stockage d'énergie dans les cristaux. Cependant, si le coefficient de transmission initial de l'absorbant est trop faible, il est possible que l'inversion de population dans les cristaux sature et n'atteigne jamais sa valeur seuil. C'est ce qui est arrivé pour les absorbants 3 et 4 (voir le tableau 3.2) pour lesquels aucune émission n'a été enregistrée. La solution est alors d'augmenter également le dopage ou la longueur des cristaux amplificateurs. Il est également possible de travailler sous le seuil du laser esclave. Le laser maître doit alors fortement blanchir l'absorbant afin que les pertes saturables initialement très élevées passent en dessous du gain, ce qui nécessite une forte puissance crête du laser maître. Cette caractéristique n'étant pas suffisamment importante pour notre laser maître, ceci n'a pas pu être mis en œuvre expérimentalement.

Deuxièmement, on constate que la puissance moyenne émise est relativement faible (environ 50 mW), ce qui traduit une efficacité médiocre du processus d'émission. Outre le fait que l'augmentation du dopage des cristaux améliorerait le rendement, la cause de ce résultat peut résider dans un mauvais couplage entre les cristaux et la diode de pompe, ou dans des pertes non saturables élevées. La première cause est peu probable étant donné que la position optimale de la lentille GRIN est aisément identifiable et recherchée avant chaque expérience. D'un autre côté, les pertes non saturables peuvent provenir de deux sources : un mauvais alignement des cristaux et un mauvais alignement de la lentille L_{int} . Ces alignements (comme celui de l'absorbant) sont réalisés par autocollimation grâce à un laser He-Ne placé le long de l'axe optique. Celui de la lentille est donc relativement facile à effectuer, néanmoins celui des cristaux est plus problématique de par la configuration adoptée. En effet, les cristaux sont montés l'un contre l'autre sur un même support. La seule condition à remplir pour que ceux-ci soient alignés sur le même axe est qu'ils possèdent des faces parfaitement parallèles entre elles. Ce n'est malheureusement pas le cas des cristaux utilisés ici : lorsque l'on envoie le faisceau laser d'autocollimation sur les deux cristaux, on voit apparaître deux faisceaux réfléchis différents dont l'écart angulaire est de quelques mrad. L'alignement optimal des cristaux est donc réalisé en marche en régime continu en cherchant la position offrant le maximum de puissance de sortie ; dans tous les cas, il est impossible d'aligner parfaitement les deux cristaux sur l'axe optique. Ceci est donc probablement une des causes majeures de cette efficacité globale relativement faible.

La base pour une configuration future devra donc être d'améliorer ce rendement en utilisant d'une part des cristaux avec une tolérance beaucoup plus sévère sur le parallélisme des faces, et d'autre part un absorbant saturable plus dopé, ce qui implique également un système de pompe et un laser de déclenchement plus puissants. Outre ces améliorations, la configuration peut également être repensée pour une miniaturisation plus importante. Une première solution pourrait être de mettre en place un dispositif tel que celui proposé par Cole (voir figure 4.18). Le principe est de blanchir l'absorbant par le côté, ce qui permet de

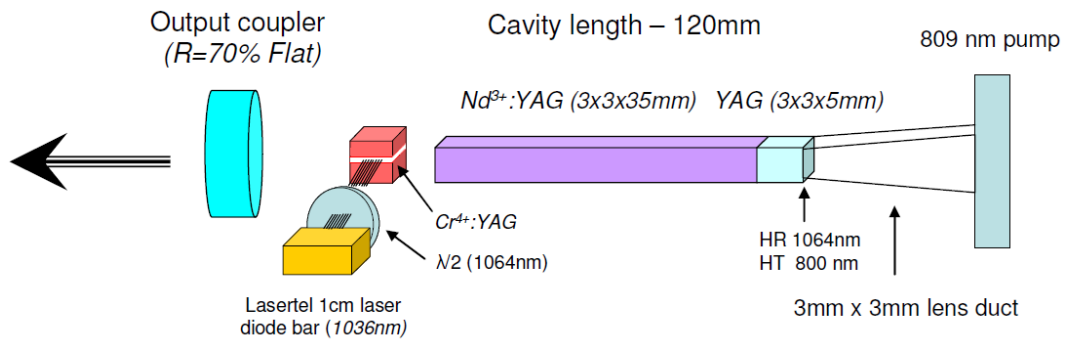


FIGURE 4.18 – Cavité laser à déclenchement externe transverse proposée par Cole et al. (2009). En utilisant des cristaux de longueurs inférieures à 3 mm, on obtiendrait une cavité optimisée inférieure au cm.

s'affranchir du miroir de renvoi interne M_{int} et d'obtenir ainsi une cavité type microlaser avec une longueur potentiellement inférieure au cm. Cela nécessite cependant un laser maître plus puissant car le volume à blanchir est nettement plus important.

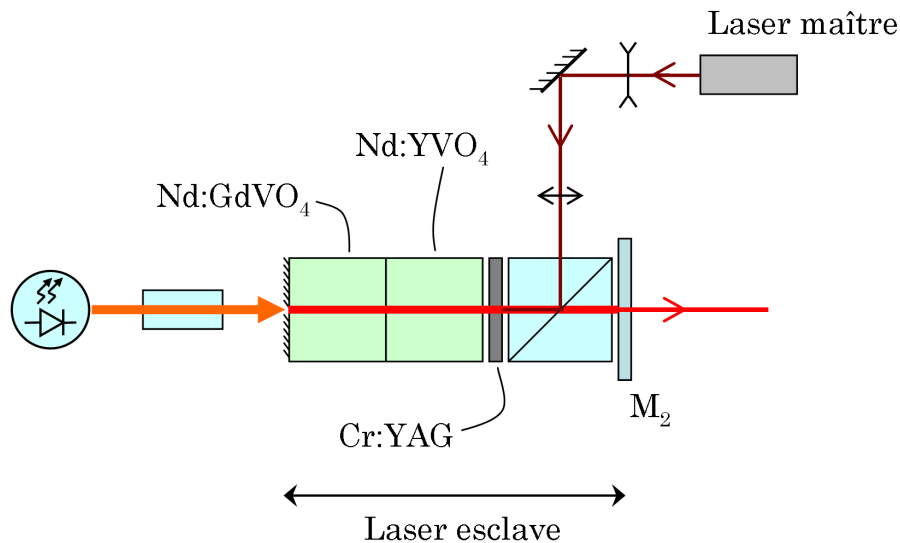


FIGURE 4.19 – Configuration utilisant un cube polariseur pour introduire le faisceau laser maître dans la cavité.

Une autre solution consiste à introduire un cube polariseur dans la cavité pour introduire le faisceau laser déclencheur (voir figure 4.19). La polarisation du laser maître est fixée de manière à correspondre à la polarisation réfléchiée par le cube polariseur. Ainsi, le faisceau laser peut blanchir l'absorbant saturable en étant aligné sur l'axe optique, mais il ne subit pas la sélection de la cavité Fabry-Pérot puisqu'il est renvoyé hors de la cavité après une unique réflexion sur le miroir de fond de cavité. Par ailleurs, la polarisation du

laser esclave est fixée par le cube (polarisation transmise) car il s'agit de la polarisation présentant le minimum de pertes dans la cavité. Les polarisations des faisceaux lasers maître et esclave sont donc linéaires et croisées, ce qui peut avoir pour inconvénient de diminuer l'effet du déclenchement (voir Cole et al. (2009)).

On dispose finalement de deux solutions compactes offrant la possibilité de produire des impulsions beaucoup plus courtes et intenses. Chacune des deux configurations présente néanmoins un inconvénient limitant l'efficacité de déclenchement qui demandera un travail d'optimisation. La dernière étape consiste à choisir soigneusement les cristaux pour limiter le recouvrement spectral. Notons enfin que ces configurations peuvent être adaptées à différentes longueurs d'onde en changeant les éléments adéquats.

Conclusion du chapitre

Lors de ce deuxième chapitre expérimental, nous avons décrit plusieurs configurations de lasers bi-fréquences mettant en œuvre deux cristaux ($\text{Nd}:\text{GdVO}_4$ et $\text{Nd}:\text{YVO}_4$) afin de résoudre le problème de la compétition de gain entre les modes émis. Nous avons présenté dans une première partie un laser compact employé en régime continu pouvant émettre simultanément des puissances similaires à 1065 nm et 1066 nm, mais dont l'étude a fait ressortir un couplage résiduel entre les cristaux dû à un recouvrement spectral des courbes de gain. Ce même laser a ensuite été utilisé en régime impulsionnel passif, régime pour lequel l'effet du couplage s'est avéré bien moins important. Nous avons montré qu'il est possible d'émettre à 1065 nm et 1066 nm de manière stable, cependant les impulsions à ces deux longueurs d'ondes sont majoritairement émises de manière alternée, ce qui rend impossible tout processus de mélange des ondes optiques. Enfin, nous avons présenté une dernière configuration permettant de résoudre le problème de simultanéité des impulsions en utilisant un laser externe impulsionnel pour déclencher optiquement le blanchiment de l'absorbant saturable. En ajustant les paramètres du laser externe, nous avons pu obtenir un taux de synchronisation proche de 100% et un excellent recouvrement temporel des impulsions. Nous avons finalement exposé quelques voies d'amélioration du dispositif afin d'optimiser la durée des impulsions et la puissance crête.

LA GÉNÉRATION OPTIQUE DANS LE DOMAINE DES RADIO-FRÉQUENCES

LA génération photonique de radio-fréquences (RF, domaine de fréquences en dessous de 100 GHz)) est de plus en plus étudiée en raison de son potentiel d'application dans le domaine des réseaux utilisant la radio sur fibre, de la communication sans fil à large bande et des réseaux de capteurs (Seeds et Williams 2006, Gomes et al. 2009). Un certain nombre de sources RF ont été développées sur la base de l'hétérodynage de deux fréquences laser, soit entre des lasers indépendants (Williams et al. 1989), ou entre deux modes laser d'un laser à deux longueurs d'onde (Dennis et al. 2007, Liu et al. 2009, Gross et al. 2010). L'inconvénient de la première approche réside dans le fait que le bruit de phase de chaque laser est directement transféré sur le signal RF généré. Avec les lasers à deux longueurs d'onde, les deux modes laser partagent la même cavité voire le même milieu amplificateur, de sorte que les processus de bruit de phase dus à la cavité sont annulés lorsque la différence de fréquences est réalisée.

Ce sont généralement des lasers à fibre qui sont mis en œuvre pour émettre le rayonnement monomode longitudinal à deux longueurs d'onde nécessaire à la génération RF. Cependant, mis à part le laser fibré bi-mode SBS (*Stimulated Brillouin Scattering*) (Dennis et al. 2007, Gross et al. 2010), un filtre fréquentiel très sélectif est nécessaire pour obtenir un fonctionnement avec un mode longitudinal unique. En effet, la grande longueur de la cavité laser induit un intervalle spectral libre très faible et implique donc que beaucoup de modes longitudinaux peuvent être amplifiés et osciller (Liu et al. 2009). A l'inverse, les micro-lasers présentent nettement moins de modes longitudinaux en raison de leur cavité beaucoup plus courte, c'est pourquoi ils ont été très largement utilisés pour générer des rayonnements monomode à une longueur d'onde. Comme cela a été montré dans cette thèse, ces lasers peuvent également être utilisés en tant que lasers à deux longueurs d'onde,

en particulier pour la génération de signaux RF, en prenant avantage de leur configuration simple et de leur faible volume.

Nous présenterons dans ce dernier chapitre un laser dédié à la génération dans le domaine des radio-fréquences. Les raisons nous ayant amenés à étudier ces fréquences sont diverses. La première est la découverte relativement inattendue de résultats encourageants à des fréquences plus basses que 100 GHz. D'autre part, les processus de photomélangement mis en jeu sont les mêmes que dans le domaine des THz, cependant la maturité technologique dans les RF permet de faciliter grandement la génération et les mesures. Après avoir détaillé la configuration du laser, nous montrerons quelques mesures des différents intervalles obtenus avec ce dispositif. Nous présenterons ensuite un modèle de la cavité de ce laser, ce qui nous permettra d'expliquer enfin les mesures effectuées.

5.1 Dispositif expérimental

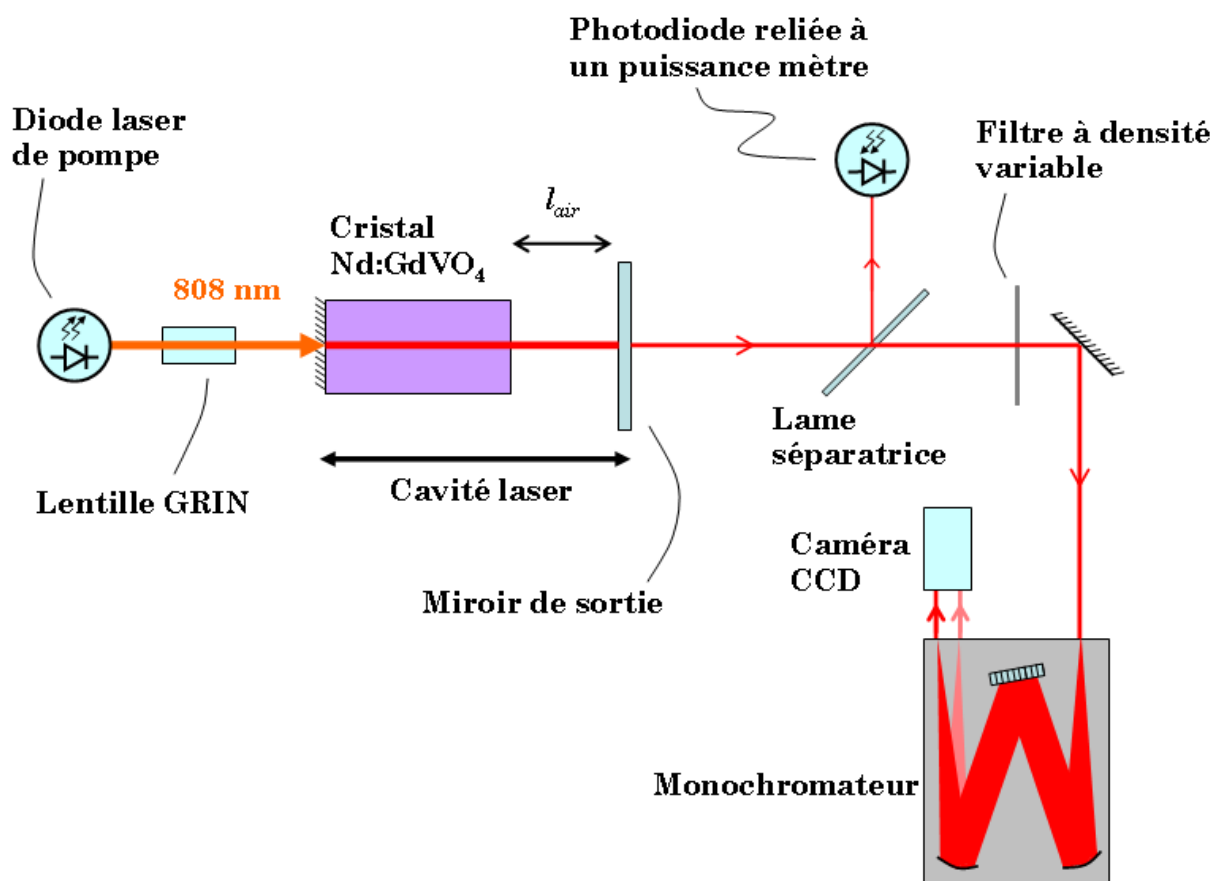


FIGURE 5.1 – Dispositif expérimental du laser continu destiné à la génération de radio-fréquences.

Le laser que nous avons mis en œuvre pour la génération RF est un laser continu "classique", étant donné qu'il n'y a pas nécessité d'émettre deux raies laser différentes. Fondamentalement, il s'agit du même laser que celui qui a été présenté au chapitre 3 section 2 (voir page 73), la différence étant qu'il est utilisé cette fois-ci en cavité alignée uniquement. Le dispositif expérimental est rappelé figure 5.1 : un cristal c-cut de Nd :GdVO₄ dopé à 0,5% et de dimension 3x3x3,48 mm est placé entre deux miroirs plans et pompé par une diode laser émettant à 808 nm. La face arrière du cristal, à travers laquelle le faisceau de pompe est transmis, est traitée avec un revêtement multi-couches AR à 808 nm et HR à 1064 nm constituant le miroir de fond de cavité du laser. Le traitement déposé sur la face opposée du cristal lui confère un traitement AR à la fois à 808 nm et à 1064 nm. Le faisceau laser sort de la cavité à travers un miroir de réflectivité 95% à 1064 nm. La distance l_{air} entre ce miroir de sortie et le cristal est variable et typiquement comprise entre 1 et 7 mm.

Le spectre est observé grâce à une caméra CCD placée au niveau de l'ouverture de sortie d'un monochromateur Jobin-Yvon HR640 utilisé comme spectrographe.

5.2 Intervalles expérimentaux entre modes longitudinaux

Nous avons cherché à obtenir plusieurs modes longitudinaux à l'intérieur des raies laser, et avons enregistré les spectres obtenus en fonction de la distance l_{air} entre le cristal et le miroir de sortie. Les figures 5.2 et 5.3 montrent des spectres obtenus avec le cristal c-cut et pour des longueurs l_{air} de 2 et 3 mm respectivement. Sur ces figures, la présence de la raie laser à 1063 nm indique que le miroir de sortie était incliné (voir chapitre 3). Ceci a été effectué afin d'avoir plus de chances d'observer plusieurs modes longitudinaux, mais n'a aucune incidence sur les modes longitudinaux comme nous le verrons plus tard.

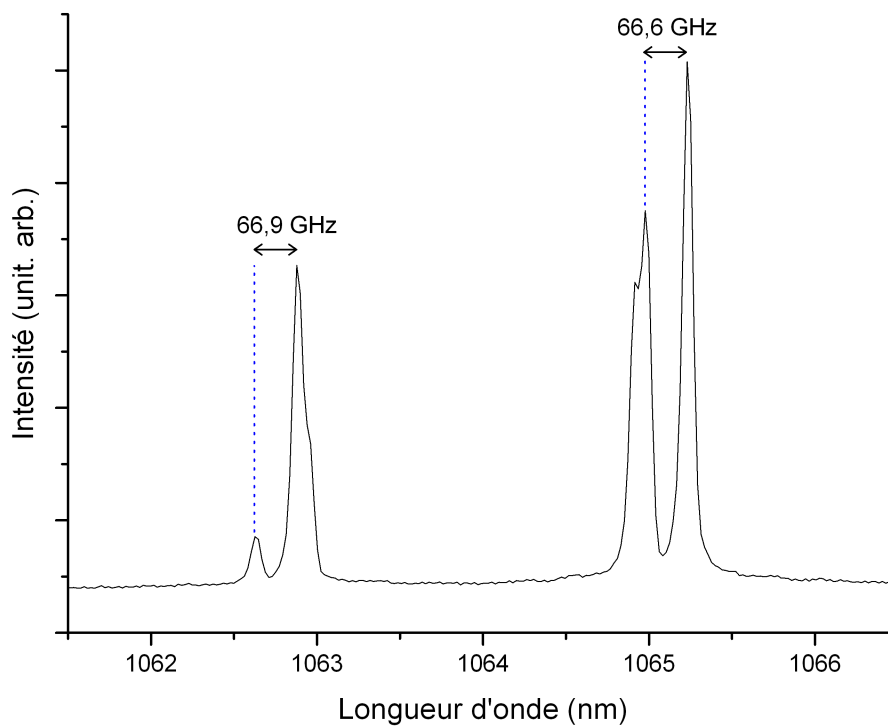


FIGURE 5.2 – Spectre obtenu avec le cristal de Nd :GdVO₄ c-cut et $l_{air} \approx 2$ mm, faisant apparaître des modes longitudinaux espacés de 66,7 GHz environ.

La figure 5.4 présente les différents intervalles entre modes longitudinaux successifs en fonction de la longueur l_{air} . On observe que de nombreuses valeurs sont présentes, et que celles-ci diffèrent singulièrement de la courbe théorique présentant l'évolution de l'intervalle spectral libre $\Delta\nu_f$ de la cavité totale (courbe magenta) calculé à partir de la formule 2.52. Il semble que ce désaccord soit dû en fait à la réflectivité non-nulle de la face

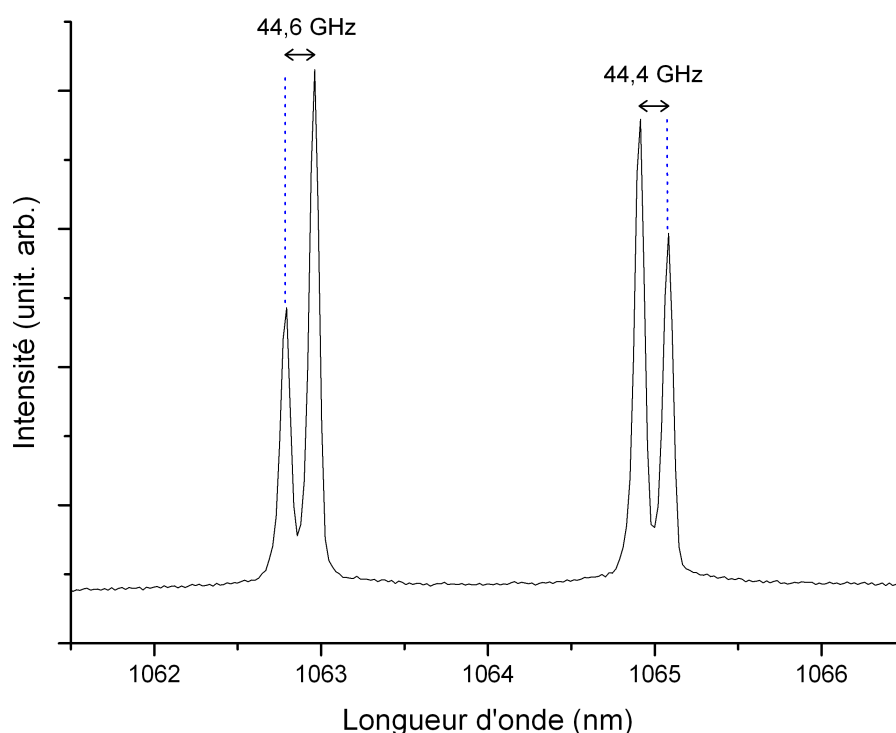


FIGURE 5.3 – Spectre obtenu avec le cristal de Nd :GdVO₄ c-cut et $l_{air} \approx 3$ mm, faisant apparaître des modes longitudinaux espacés de 44,5 GHz environ.

traîtée AR du cristal. On obtient ainsi une sous-cavité remplie d'air relativement courte qui est responsable de cet intervalle spectral élargi. On constate en effet que les trois courbes calculées à partir de l'intervalle spectral libre de cette sous-cavité $\Delta\nu_{air} = \frac{c}{2l_{air}}$ expliquent relativement bien les différents intervalles mesurés expérimentalement. On retrouve néanmoins au moins un intervalle mesuré semblant être relié à $\Delta\nu_f$: pour $l_{air} = 1$ mm, et peut-être également à 7 mm.

Il est important de préciser que les mesures présentées ici comportent deux types d'erreurs de précision possibles : les valeurs de l_{air} ont été mesurées à 0,5 mm près (barre d'erreur horizontale) et les mesures spectrales à 5,5 GHz près (barre d'erreur verticale). Cette valeur concernant les mesures spectrales découle directement de la résolution de l'ensemble monochromateur - caméra CCD, qui a été explicitée dans le chapitre 3 : la différence en longueur d'onde entre deux pixels consécutifs est de 0,021 nm, ce qui correspond à un écart fréquentiel d'environ 5,5 GHz à 1065 nm. Les mesures semblent donc suivre ces différentes courbes de tendance. Cependant nous observons tout de même une dispersion autour de ces prédictions, ce que nous nous proposons d'expliquer dans les parties suivantes.

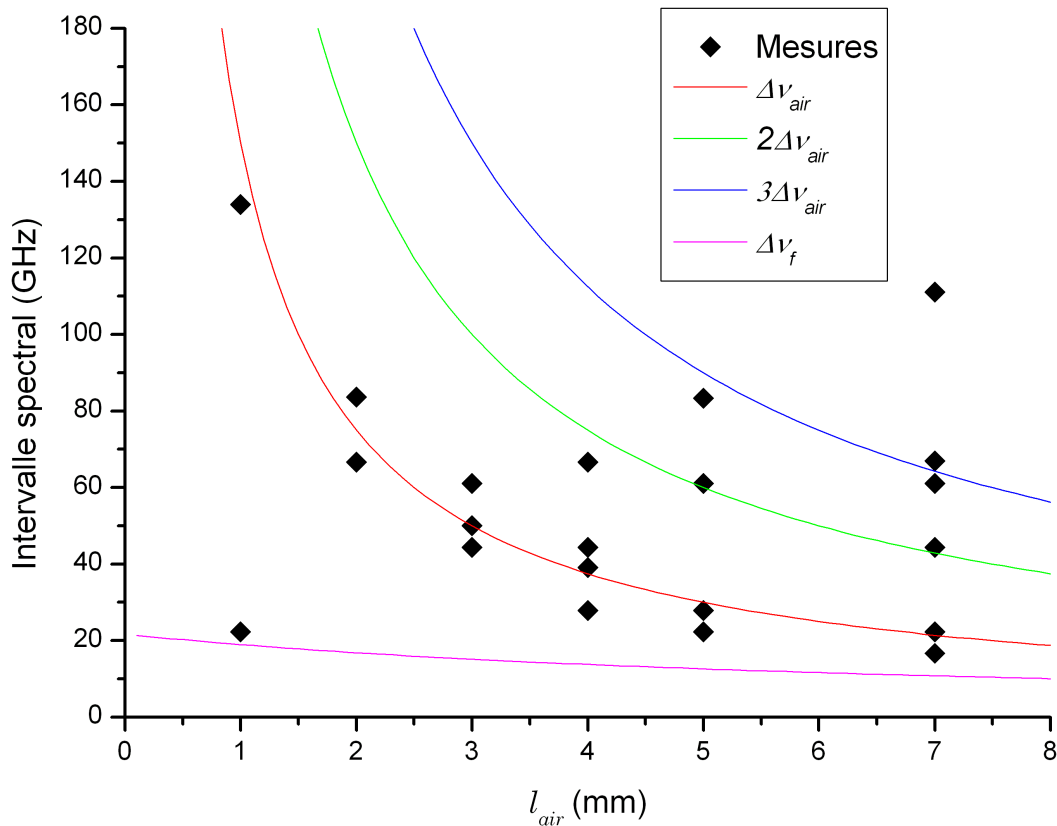


FIGURE 5.4 – Relevé des différents intervalles entre modes longitudinaux en fonction de la longueur l_{air} (carrés noirs). La courbe rouge présente l'évolution de l'intervalle spectral libre de la sous-cavité d'air en fonction de l_{air} , les courbes verte et bleue correspondent respectivement à 2 et 3 fois cet intervalle. Enfin, la courbe de l'intervalle spectral libre de la cavité laser totale est représentée en magenta.

5.3 Modélisation de la cavité à 3 miroirs

Afin de prendre en compte la légère réflexion de la lumière à 1064 nm sur la surface du cristal traitée AR, un modèle équivalent avec une cavité à 3 miroirs peut être construit comme présenté figure 5.5. La surface traitée AR du cristal est considérée comme un miroir M_3 , les deux miroirs formant la cavité laser étant appelés M_1 et M_2 . Les coefficients de réflexion complexes de chaque côté du miroir M_3 sont notés respectivement r_{31} et r_{32} , les coefficients de transmission complexes correspondant sont notés t_{31} et t_{32} . Le coefficient de réflexion du miroir M_2 est noté r_2 . Enfin, la réflectivité du miroir M_1 est considérée comme étant égale à 1.

Avant de présenter la modélisation de cette cavité à trois miroirs, nous allons établir quelques équations préliminaires connues sous le nom de relations de Stokes, que nous allons généraliser au cas d'une interface stratifiée et non absorbante. Sous cette hypothèse

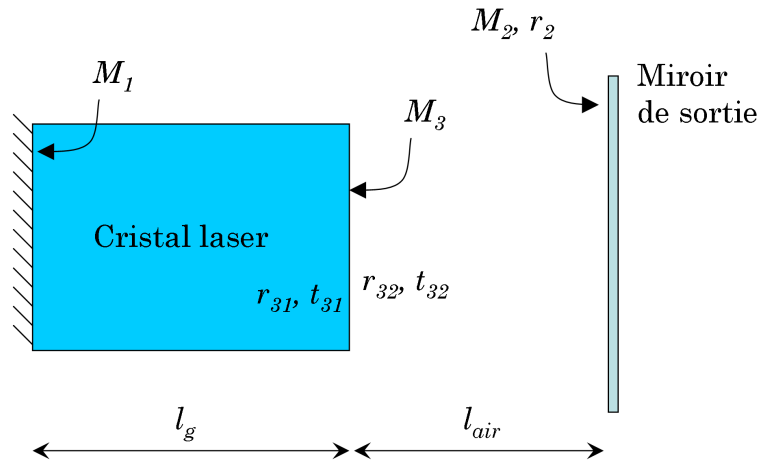


FIGURE 5.5 – Laser à 3 miroirs prenant en compte la réflectivité non nulle de la face traitée AR du cristal.

d'absence d'absorption, les relations de Stokes permettent de relier les différents coefficients de réflexion et de transmission de part et d'autre d'une interface entre deux milieux en utilisant la propriété d'invariance par renversement du temps. Nous allons les établir pour l'interface entre le cristal et l'air, c'est-à-dire pour le miroir M_3 . Cette interface étant constituée d'un revêtement multi-couches, les coefficients r_{31} , r_{32} , t_{31} et t_{32} sont a priori complexes. La figure 5.6 (a) présente le cas d'une onde plane d'amplitude 1 arrivant sur cette interface depuis le milieu 1 (le cristal) et créant une onde réfléchie d'amplitude r_{31} et une onde transmise d'amplitude t_{31} . En l'absence de milieu absorbant, le système peut être renversé dans le temps (figure 5.6 (b)) : les ondes réfléchie et transmise précédentes deviennent alors des ondes incidentes d'amplitude r_{31}^* et t_{31}^* donnant naissance à un faisceau d'amplitude 1 dans le cristal. Comme il n'y a par ailleurs aucune onde réfléchie dans le milieu 2, on obtient les relations de Stokes pour une interface non-absorbante stratifiée :

$$r_{31}r_{31}^* + t_{32}t_{31}^* = 1 \quad (5.1)$$

$$t_{31}r_{31}^* + t_{31}^*r_{32} = 0 \quad (5.2)$$

Considérons à présent la cavité dans son ensemble : celle-ci possède donc trois miroirs au lieu des deux miroirs d'une cavité laser classique. Cependant, elle peut être vue comme telle si l'on considère le résonateur de Fabry-Pérot créé par M_3 et M_2 comme un unique miroir de sortie. Cette approche a l'avantage de permettre un traitement plus facile de la cavité à trois miroirs : nous allons simplement calculer la réflectivité équivalente de ce double miroir de sortie et la substituer dans le modèle de la cavité classique. En notant A_{in} l'amplitude complexe de la lumière incidente provenant du côté gauche de M_3 , l'amplitude A_r de la lumière réfléchie par le miroir de sortie équivalente peut être exprimée comme

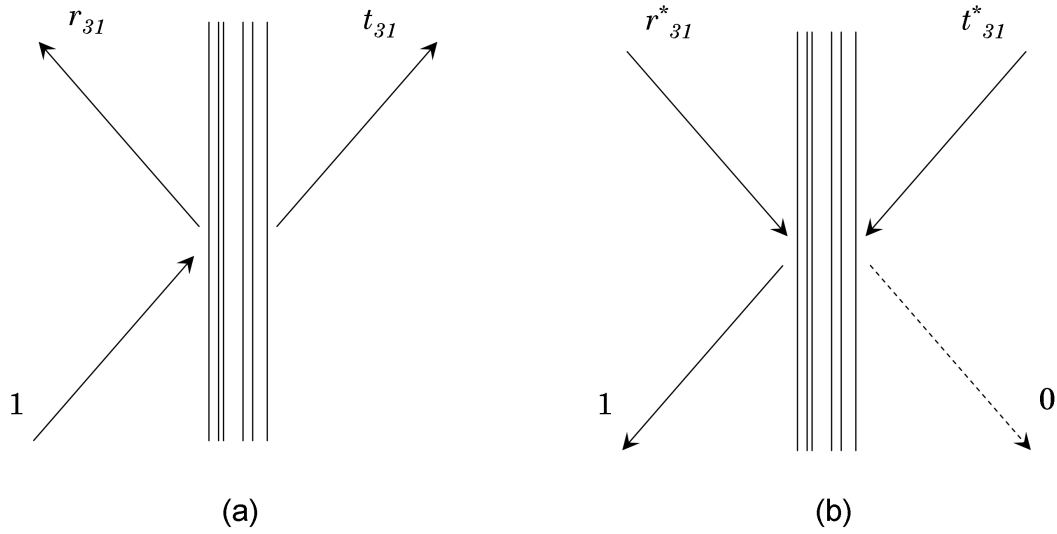


FIGURE 5.6 – (a) Représentation schématique d’une onde plane incidente d’amplitude 1 arrivant de la gauche sur le traitement multi-couches constituant le miroir M_3 ; (b) même situation après application de la symétrie temporelle.

suit :

$$\begin{aligned}
 A_r &= A_{in}r_{31} + A_{in}t_{31}t_{32} [r_2 \exp(i2kl_{air}) + r_2^2r_{32} \exp(i4kl_{air}) + r_2^3r_{32}^2 \exp(i6kl_{air}) + \dots] \\
 &= A_{in}r_{31} + A_{in}r_2t_{31}t_{32} \exp(i2kl_{air}) \sum_{n=0}^{\infty} [r_2r_{32} \exp(i2kl_{air})]^n \\
 &= A_{in}r_{31} + A_{in}r_2t_{31}t_{32} \frac{\exp(i2kl_{air})}{1 - r_2r_{32} \exp(i2kl_{air})} \quad (5.3)
 \end{aligned}$$

où t_{31} et t_{32} sont les coefficients de transmission complexes de part et d’autre du miroir M_3 , et k est le nombre d’onde du mode considéré. L’équation 5.3 donne donc une expression de la réflectivité équivalente de M_3 et M_2 prenant en compte les réflexions multiples dans ce résonateur. En réécrivant les équations de Stokes 5.1 et 5.2 présentées précédemment afin d’exprimer r_{32} et t_{32} en fonction de r_{31} et t_{31} , on obtient :

$$r_{32} = -r_{31}^* \frac{t_{31}}{t_{31}^*} \quad (5.4)$$

$$t_{32} = \frac{1 - |r_{31}|^2}{t_{31}^*} \quad (5.5)$$

L'équation 5.3 devient alors :

$$\begin{aligned} \frac{A_r}{A_{in}} &= r_{31} + r_2 \frac{t_{31}}{t_{31}^*} \frac{(1 - |r_{31}|^2) \exp(i2kl_{air})}{1 + r_2 r_{31}^* \frac{t_{31}}{t_{31}^*} \exp(i2kl_{air})} \\ &= \left[|r_{31}| + |r_2| \frac{(1 - |r_{31}|^2) \exp(i2kl_{air} + i\psi_0)}{1 + |r_2| |r_{31}| \exp(i2kl_{air} + i\psi_0)} \right] \exp(i\psi_{r31}) \end{aligned} \quad (5.6)$$

avec $\psi_0 = \psi_{r2} + 2\psi_{t31} - \psi_{r31}$, où ψ_{r2} et ψ_{r31} sont les déphasages lors de la réflexion sur les miroirs M_1 et M_2 respectivement, et ψ_{t31} est le déphasage en transmission du miroir M_1 . Le coefficient de réflexion équivalent R_{eq} de l'ensemble $M_1 + M_2$ peut finalement être exprimé :

$$R_{eq} = \left| \frac{A_r}{A_{in}} \right|^2 = \left| |r_{31}| + |r_2| \frac{(1 - |r_{31}|^2) \exp(i2kl_{air} + i\psi_0)}{1 + |r_2| |r_{31}| \exp(i2kl_{air} + i\psi_0)} \right|^2 \quad (5.7)$$

Etant donné que ψ_0 apparaît uniquement associé au facteur $2kl_{air}$, ce paramètre peut être considéré comme une modification de la distance l_{air} entre M_1 et M_2 . Par conséquent, il ne joue aucun rôle significatif dans la modélisation du phénomène, et nous supposons donc que $\psi_0 = 0$ dans la simulation. Cette hypothèse ne change pas la propriété de ce miroir équivalent, elle implique simplement un décalage en longueur d'onde de la courbe du coefficient de réflexion équivalent R_{eq} .

5.4 Interprétation du modèle et confrontation aux mesures

L'expression 5.7 de R_{eq} fait apparaître que les pertes dues au miroir de sortie équivalent ne sont pas constantes. Elles dépendent en effet de la distance l_{air} entre M_1 et M_2 et de la longueur d'onde du mode considéré (voir l'encart de la figure 5.7). Ce coefficient de pertes variable joue donc un rôle important dans la compétition de gain entre les modes longitudinaux : ceux-ci subissent des pertes modulées en fonction de leur longueur d'onde. Dans notre simulation, les longueurs d'onde des modes longitudinaux pouvant exister dans la cavité laser sont calculés en utilisant la longueur totale de la cavité L étant donné que c'est cette distance qui est réellement parcourue par la lumière (ce que nous vérifierons plus tard). La période de modulation de la courbe de pertes (ou de R_{eq}) est égale à $\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2l_{air}}$ qui correspond à l'intervalle intermodal de la cavité Fabry-Pérot constitué par M_3 et M_2 .

Ce modèle peut ensuite être intégré aux simulations présentées dans le chapitre 2. Ainsi, l'inversion seuil $N_t(\lambda)$ définie initialement à l'équation 2.10 devient :

$$N_t(\lambda) = \frac{2L\alpha_r(\lambda)}{\sigma(\lambda)l_g} \quad (5.8)$$

avec :

$$\alpha_r(\lambda) = \alpha_s + \frac{1}{2L} \ln \left(\frac{1}{R_{eq}(\lambda)} \right) \quad (5.9)$$

où α_s représente le coefficient de pertes linéiques dues aux phénomènes d'absorption et de diffusion (voir chapitre 2 équation 2.7). Dans notre simulation, le terme α_s est considéré comme nul étant donné que ces pertes sont bien plus faibles que celles dues au miroir de sortie.

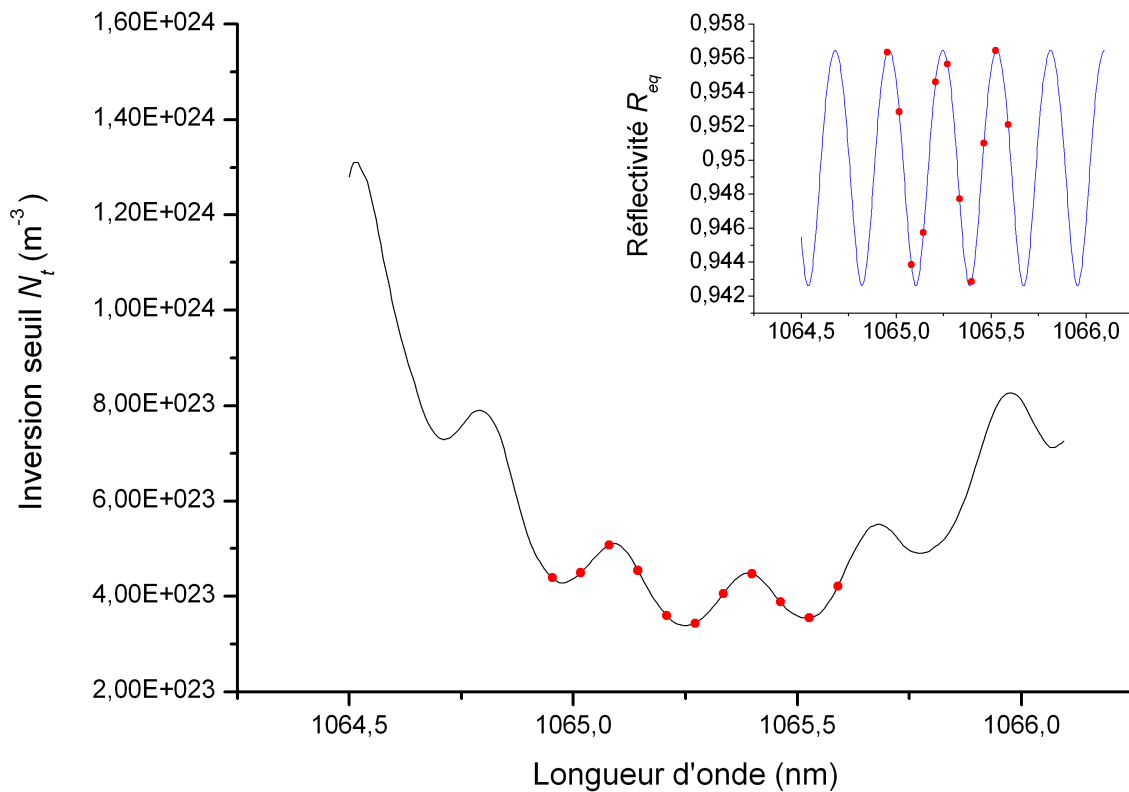


FIGURE 5.7 – Modulation de l'inversion seuil en prenant en compte la réflectivité non nulle de la face traitée AR du cristal. Les valeurs ont été calculées à partir de la courbe de section efficace du Nd :GdVO₄ autour de 1065 nm, avec $l_g = 3,48$ mm, $l_{air} = 2$ mm, $R_3 = 0,5\%$ et $R_2 = 95\%$. La figure en encart présente l'évolution de R_{eq} en fonction de la longueur d'onde. Par ailleurs, les points rouges sur les deux courbes montrent les positions des modes longitudinaux sélectionnés par la cavité laser totale.

Dans le cas classique d'une cavité à deux miroirs, les variations de l'inversion seuil N_t en fonction de la longueur d'onde sont uniquement dues aux variations de la section efficace $\sigma(\lambda)$. La courbe de N_t en fonction de λ est donc le reflet de la courbe de gain $\gamma(\lambda)$ du milieu amplificateur. Dans le cas de notre cavité à trois miroirs, les pertes α_r varient également avec la longueur d'onde, et la courbe initiale de N_t devient alors modulée par la courbe de pertes. Comme le montre la figure 5.7, la modulation de N_t est relativement

importante bien que R_3 soit très faible (0,5%, valeur donnée par le constructeur du cristal ayant réalisé le traitement AR). On observe ainsi plusieurs extrema dus à cette variation des pertes, les modes correspondant à un minimum de N_t étant plus faciles à émettre que leurs voisins. En se replaçant dans le contexte de la compétition de gain présentée dans le chapitre 2, on peut penser que lorsque le mode ayant l'inversion seuil la plus faible commence à osciller, le fort recouvrement avec les modes longitudinaux proches empêche ces derniers de pouvoir être amplifiés également. Néanmoins comme le milieu amplificateur constitue ici une grande partie de la cavité, il existe suffisamment de zones où le gain reste inutilisé pour voir apparaître d'autres modes longitudinaux, ce qui a été constaté expérimentalement (voir partie précédente).

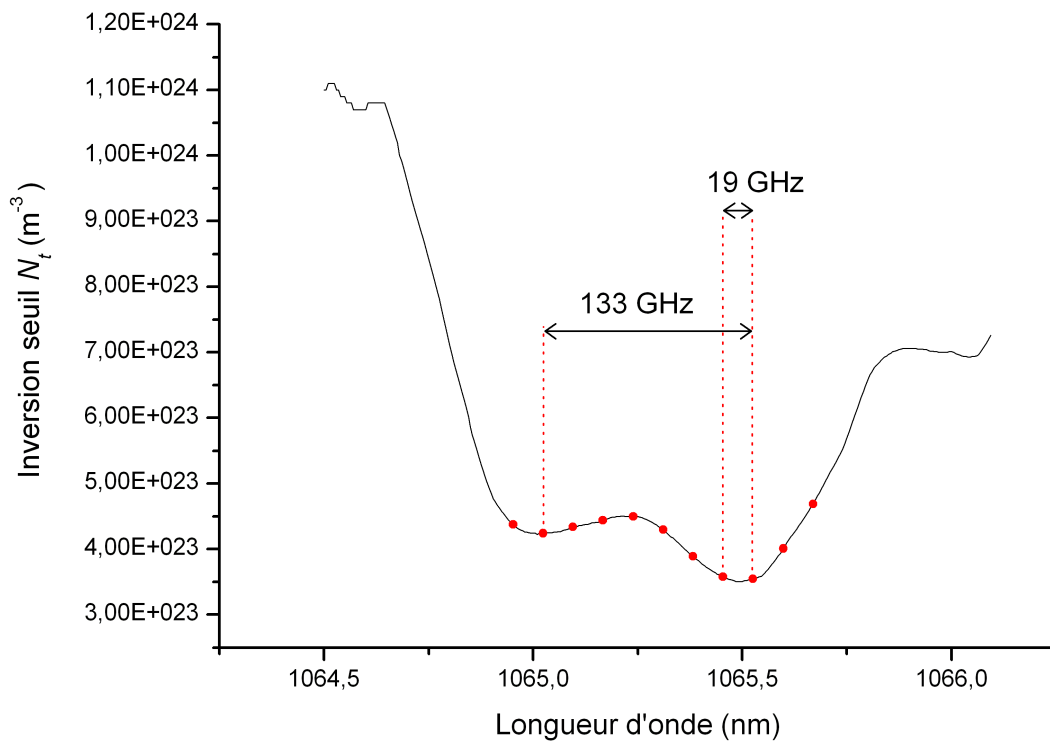


FIGURE 5.8 – Courbe de l'inversion seuil N_t en fonction de la longueur d'onde, pour $l_{air} = 1$ mm (en noir). Les points rouges indiquent les positions des modes longitudinaux pouvant exister dans la cavité laser totale.

Pour l'interprétation des courbes de N_t qui va suivre, il est nécessaire de rappeler que les modes longitudinaux sont discrets tandis que la réflectivité du miroir équivalent est une fonction continue de la longueur d'onde dont la période est inversement proportionnelle à la distance l_{air} entre M_3 et M_2 . Ainsi, lorsque la distance l_{air} est courte, les différences de fréquences entre les modes émis sont principalement déterminées par la fréquence de la courbe de pertes. La figure 5.8 présente la courbe d'inversion seuil pour $l_{air} = 1$ mm en faisant apparaître en rouge les modes longitudinaux autorisés à exister dans la cavité to-

tale. On observe alors un écart de 133 GHz entre les modes correspondant à un minimum local de l'inversion seuil, c'est-à-dire susceptibles d'être amplifiés, cette valeur ayant été effectivement mesurée expérimentalement (voir figure 5.4). A titre de comparaison, l'intervalle spectral libre $\Delta\nu_{air}$ vaut 150 GHz pour $l_{air} = 1$ mm : on constate donc déjà un effet de cette discrétisation sur les intervalles mesurés, ce qui explique cette dispersion des valeurs mesurées autour de la courbe de $\Delta\nu_{air}$. Toujours sur la figure 5.4, on remarque que l'on a également relevé pour cette longueur un intervalle d'environ 20 GHz correspondant très probablement à deux modes longitudinaux consécutifs : l'inversion seuil variant relativement lentement avec la longueur d'onde, il se peut que deux modes longitudinaux successifs se trouvent autour d'un minimum de N_t et puissent donc être amplifiés en même temps, comme le montre la figure 5.8.

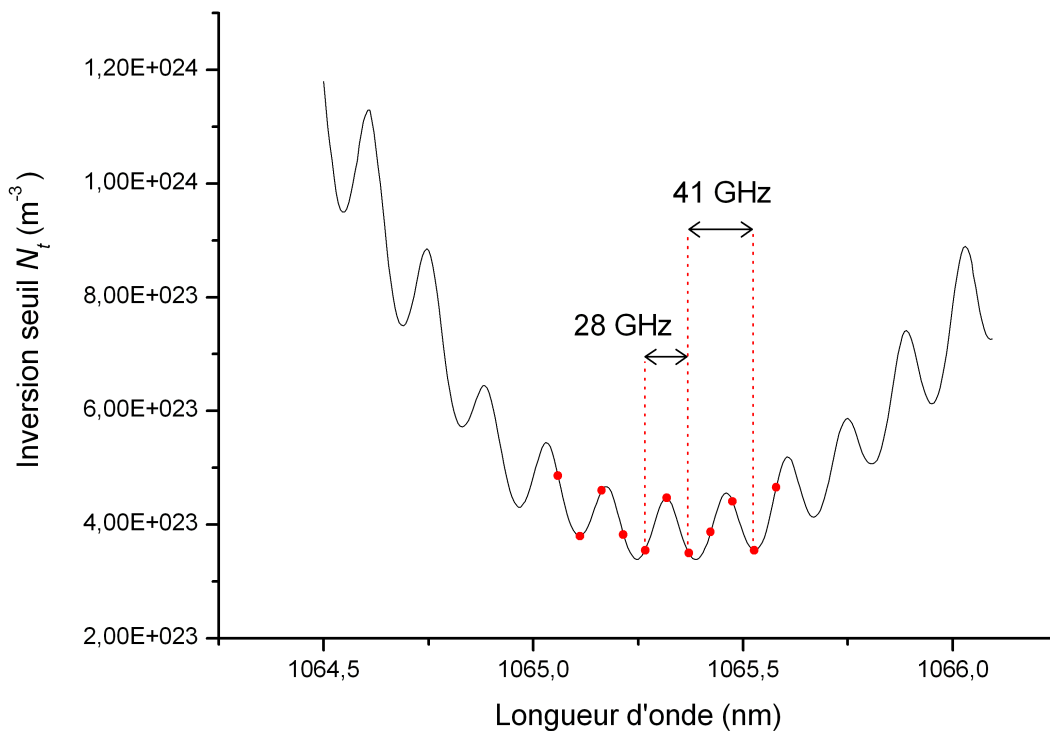


FIGURE 5.9 – Courbe de l'inversion seuil N_t en fonction de la longueur d'onde, pour $l_{air} = 4$ mm (en noir). Les points rouges indiquent les positions des modes longitudinaux pouvant exister dans la cavité laser totale.

Lorsqu'on augmente la longueur de la cavité, l'échantillonnage de la courbe d'inversion seuil par les modes longitudinaux induit des intervalles de plus en plus éloignés de la courbe de $\Delta\nu_{air}$. Ainsi, à $l_{air} = 4$ mm (figure 5.9), il est possible d'observer un intervalle (a priori) inattendu de 28 GHz, suivi d'un autre de 41 GHz plus conforme avec la valeur $\Delta\nu_{air}$ de 37,5 GHz. Pour les plus grandes longueurs l_{air} , $\Delta\nu_{air}$ et $\Delta\nu_f$ deviennent de plus en plus proches et les effets de la discrétisation peuvent faire apparaître des intervalles

plus élevés. Sur la figure 5.10 correspondant à une longueur l_{air} de 6,1 mm, on observe l'émergence d'intervalles proches de 2 voire 3 fois $\Delta\nu_{air}$, la période de modulation de la courbe d'inversion seuil. Ceci est à nouveau ce qui avait été remarqué sur la figure 5.4.

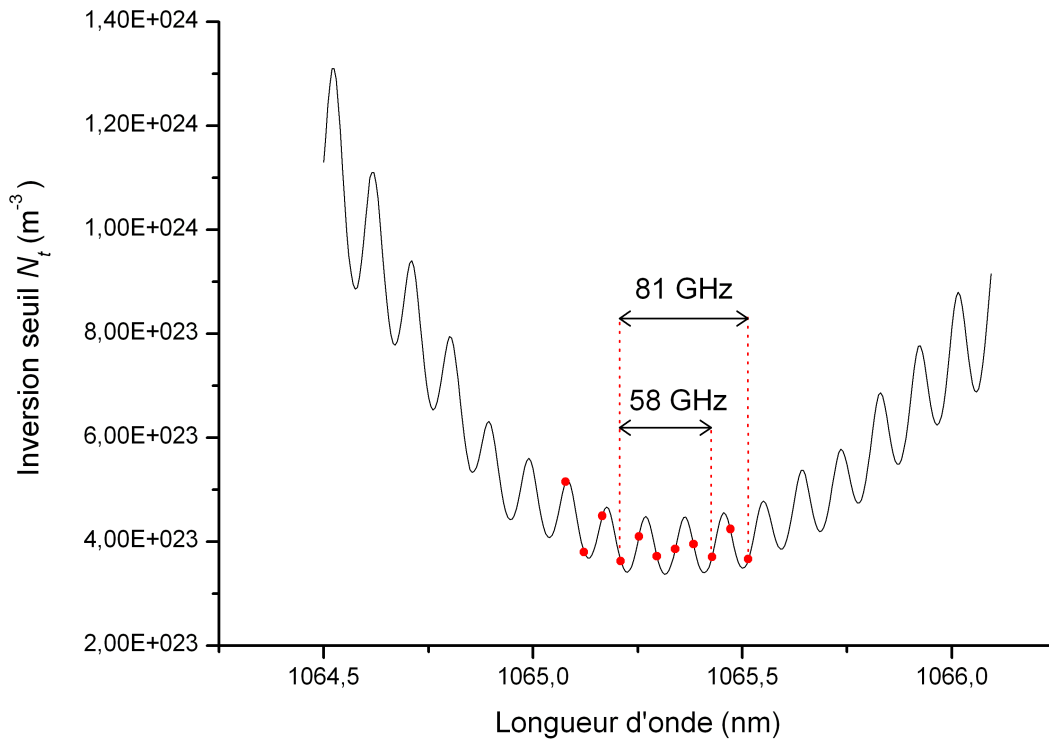


FIGURE 5.10 – Courbe de l'inversion seuil N_t en fonction de la longueur d'onde, pour $l_{air} = 6,1$ mm (en noir). Les points rouges indiquent les positions des modes longitudinaux pouvant exister dans la cavité laser totale.

Enfin, pour les longueurs encore plus grandes, il est possible de se retrouver dans le cas de la figure 5.11 où de nombreux modes longitudinaux possèdent des valeurs d'inversion seuil très proches. Dans ce cas, il est difficile de prédire les intervalles que l'on obtiendra, cependant le couplage entre modes dans le cristal aura tendance à favoriser l'amplification de modes longitudinaux éloignés. Il est ainsi possible d'observer des intervalles très supérieurs à $\Delta\nu_{air}$ (voir figure 5.4 à 7 mm).

Afin de valider l'hypothèse selon laquelle les modes discrets sélectionnés sont les modes longitudinaux de la cavité laser totale, nous avons effectué des mesures précises de l'intervalle entre les modes effectivement émis. Nous avons envoyé pour cela le faisceau laser sur une photodiode rapide (New Focus 1434) reliée à un analyseur de spectre (Anritsu MS2668C). Si deux modes différents sont émis simultanément, il existe alors un battement périodique dans l'intensité du faisceau dont la fréquence est égale à la différence de fréquence des deux modes amplifiés. De la même manière que pour une antenne térahertz, l'éclairement périodique de la photodiode crée un courant modulé à la fréquence du

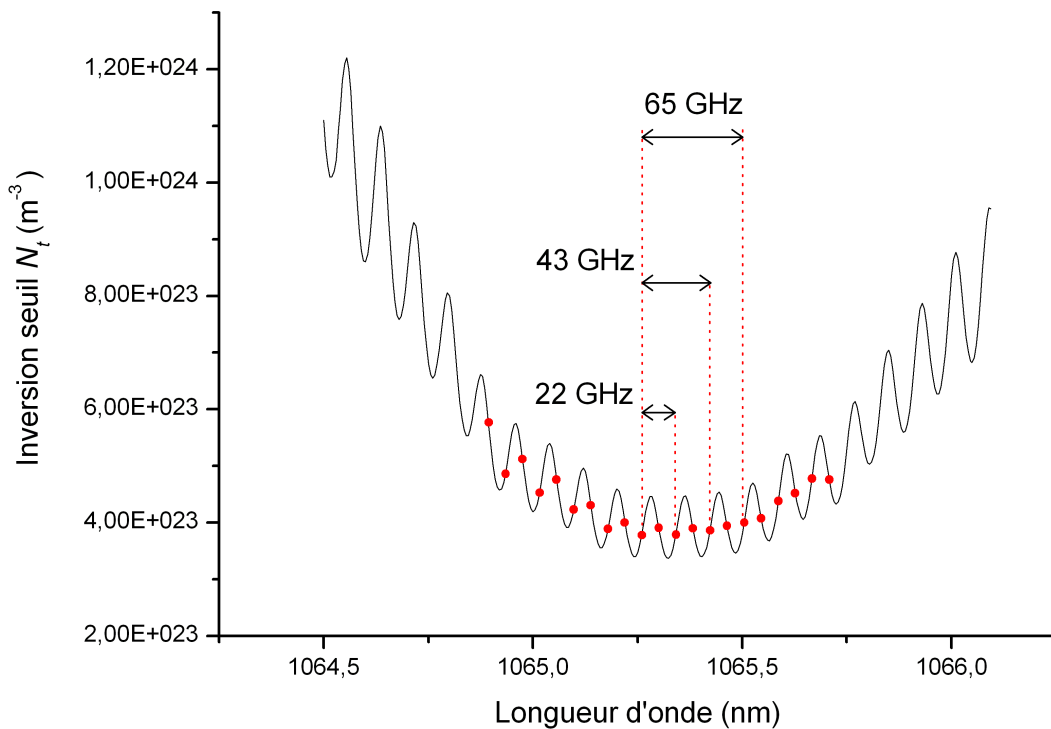


FIGURE 5.11 – Courbe de l'inversion seuil N_t en fonction de la longueur d'onde, pour $l_{air} = 7,029$ mm (en noir). Les points rouges indiquent les positions des modes longitudinaux pouvant exister dans la cavité laser totale.

battement, cette fréquence étant finalement mesurée par l'analyseur de spectre. La bande passante réduite du photodétecteur (25 GHz) nous a limité aux distances l_{air} supérieures à 3 mm, l'incertitude de mesure portant sur l_{air} étant d'environ 0,3 mm. Nous avons reporté sur la figure 5.12 les mesures des fréquences de battement en fonction de la longueur l_{air} . Un spectre enregistré avec l'analyseur de spectre à partir du courant photogénéré dans la photodiode est présenté en encart. Si les modes pouvant exister dans la cavité sont sélectionnés par la cavité laser totale, alors l'intervalle mesuré doit toujours être un multiple de $\Delta\nu_f$. Nous avons donc tracé sur la figure 5.12 la courbe correspondant à $2\Delta\nu_f$, qui se trouve être en excellent accord avec les mesures effectuées. Par ailleurs, ce chiffre 2 s'explique simplement par le fait que les intervalles supérieurs ne pouvaient pas être mesurés par notre dispositif puisque sa bande passante était de 25 GHz. A l'inverse, nous n'avons pas mesuré de battement à $\Delta\nu_f$ car cela correspond au cas où deux modes longitudinaux successifs sont amplifiés ensemble, apparaissant plus rarement à cause de la forte compétition de gain entre eux dans le cristal. Le constat apporté par la figure 5.12 nous permet finalement de valider notre approche consistant à considérer les modes émis comme étant choisis parmi les modes longitudinaux de la cavité totale.

En résumé, la discrétisation de la courbe modulée d'inversion seuil implique que les

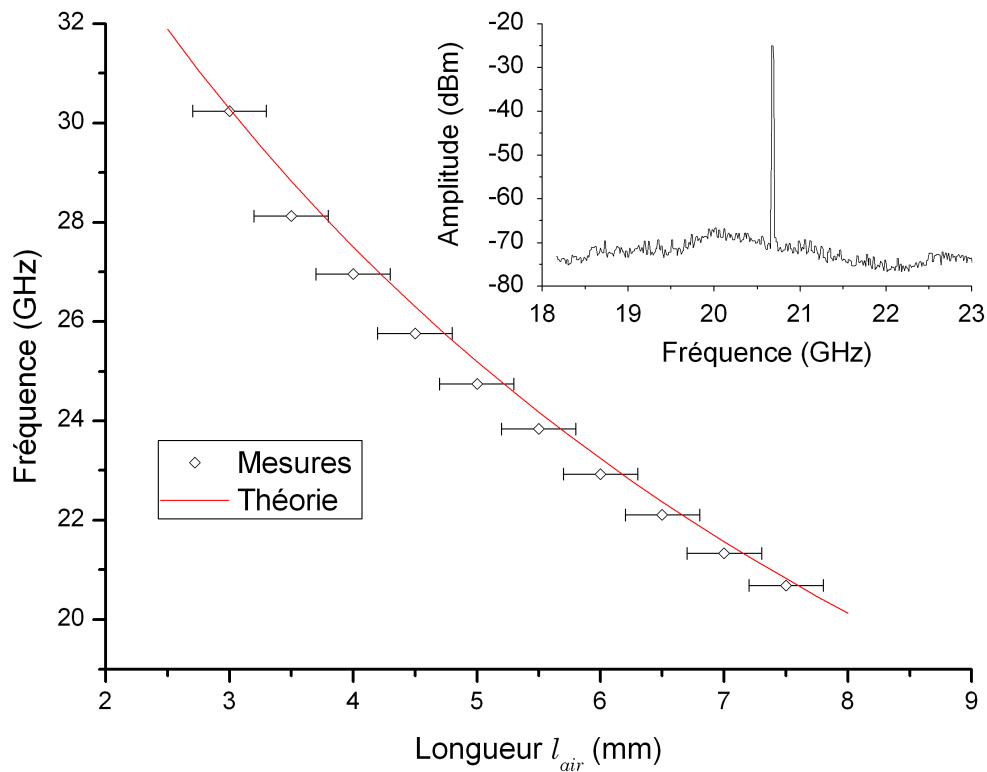


FIGURE 5.12 – Mesures de la fréquence des battements entre modes émis simultanément en fonction de la longueur d’air l_{air} dans la cavité (carrés noirs évidés). La courbe rouge représente l’évolution de $2\Delta\nu_f$ en fonction de l_{air} . L’encart montre un spectre mesuré avec l’analyseur de spectre à partir du signal généré par la photodiode rapide.

modes longitudinaux émis, c’est-à-dire ceux ayant une inversion seuil plus faible que leurs voisins, ne tombent pas forcément de manière exacte sur un minimum de la courbe continue de N_t . Ainsi, la valeur des intervalles observés sera toujours proche d’un multiple m de $\Delta\nu_{air}$ (correspondant à m périodes de la courbe de pertes) plus ou moins $\Delta\nu_f$. La plage des intervalles accessibles est donc continue de 20 GHz jusqu’à 130 GHz pour peu de changer la longueur de cavité.

Enfin, nous nous sommes intéressés à l’effet de la variation de la réflectivité R_3 du miroir M_3 afin de déterminer les conditions optimales pour la génération dans le domaine des radio-fréquences. La figure 5.13 montre les résultats de la simulation avec les mêmes paramètres que pour la figure 5.7, à l’exception de R_3 que l’on a fait varier d’une courbe à l’autre. Les valeurs prises par R_3 s’échelonnent entre 0,1% et 10,9%, cette valeur maximale correspondant à une interface sans traitement entre l’air et le cristal (coefficient de réflexion de Fresnel en incidence normale). On constate alors que plus R_3 est élevé, plus la modulation devient profonde, ce à quoi l’on pouvait s’attendre étant donné que l’on diminue ainsi les pertes de la cavité Fabry-Pérot formée par M_2 et M_3 . La sélection opérée par cette

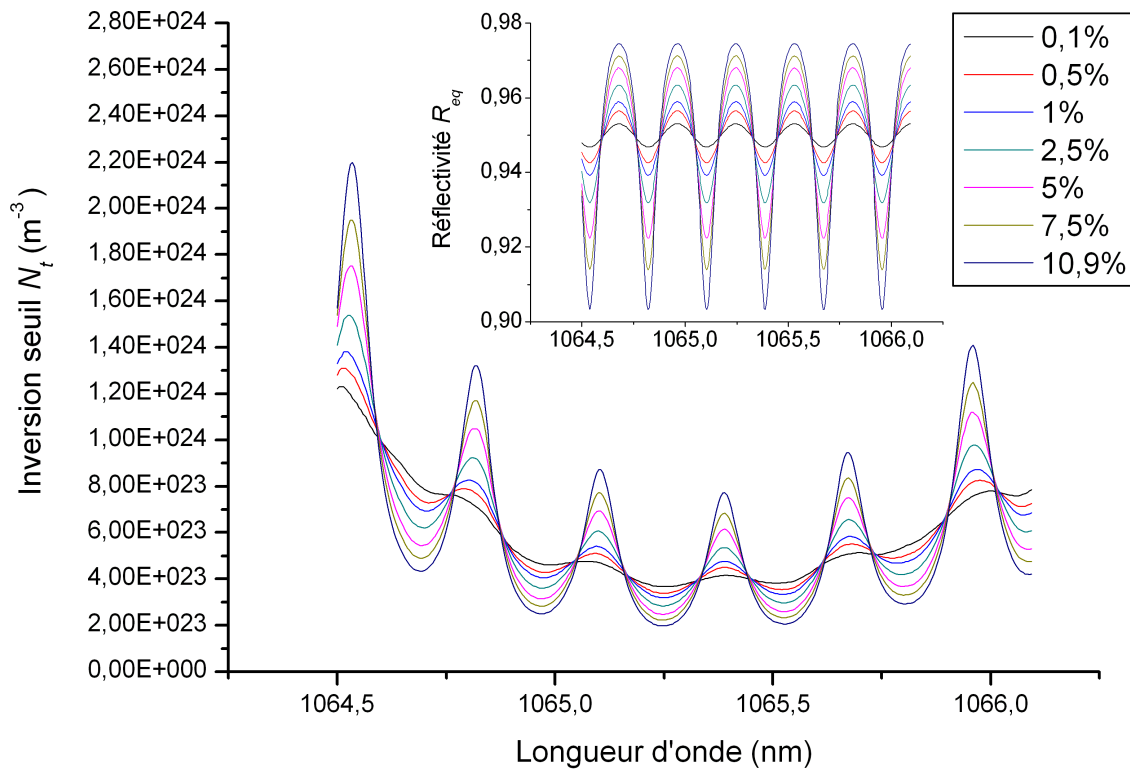


FIGURE 5.13 – Evolution de la courbe d'inversion seuil (figure principale) et de la courbe de réflectivité équivalente (en encart) en fonction de la réflectivité R_3 du miroir M_3 .

sous-cavité devient de plus en plus sévère, jouant le rôle d'un étalon placé dans la cavité totale. Dans l'objectif d'un laser dédié à la génération dans le domaine des RF, il est donc préférable de ne pas appliquer de traitement anti-réflexion sur la face du cristal constituant le miroir M_3 afin d'augmenter l'efficacité de sélection de la sous-cavité (en d'autres termes, son effet sur la compétition entre modes longitudinaux) et ainsi de mieux contrôler les intervalles entre les modes amplifiés.

Pour finir, soulignons l'importance expérimentale du spectre présenté figure 5.12 puisqu'il s'agit là littéralement de la réalisation d'un processus de mélange avec un photodétecteur dans le domaine RF. Ce processus est en effet celui qui a été décrit dans la section "opto-électronique" du premier chapitre et auquel les différentes configurations expérimentales des autres chapitres précédents sont destinées (à des fréquences plus élevées). Le signal généré par la photodiode est modulé par le battement optique entre les deux longueurs d'onde, l'analyseur de spectre permettant ensuite d'accéder au spectre du signal. Ces mesures constituent donc les premières réalisations de photomélange effectuées avec notre laser bi-fréquence.

Conclusion du chapitre

Ce dernier chapitre présente l'adaptation du photomélange au domaine des radiofréquences. La mise en œuvre du cristal de Nd :GdVO₄ dans une simple cavité alignée a fait ressortir des intervalles inattendus entre modes longitudinaux. Nous avons pu montrer dans une deuxième partie que la cavité comprenait en fait un troisième miroir formé par la face traitée anti-réflexion du cristal. En définissant un miroir équivalent théorique, la modélisation de la cavité à 3 miroirs a permis de mettre en évidence une modulation de la courbe de pertes en fonction de la longueur d'onde. Il en ressort que la compétition entre modes longitudinaux est principalement influencée par l'épaisseur de la couche d'air comprise entre le cristal et le miroir de sortie, ceci permettant d'expliquer toutes les différentes observations d'intervalles effectuées. Enfin, la mesure précise du battement optique grâce à une photodiode rapide a montré que les modes en compétition sont les modes longitudinaux sélectionnés par la cavité totale, cette mesure étant par ailleurs la première mise en œuvre de ce laser bi-fréquence dans un processus de photomélange opto-électronique tel qu'il a été décrit dans le premier chapitre.

CONCLUSION GÉNÉRALE

Au cours de ce manuscrit, nous avons montré la possibilité de réaliser des sources lasers bi-fréquences stables et bas-coût destinées à la génération THz par photomélangement. En les combinant avec une antenne photoconductrice ou un cristal non-linéaire, de telles sources présentent un fort intérêt pour certaines applications telles que l'imagerie active et constituent une des solutions pouvant permettre de combler le fossé THz.

Au cours du premier chapitre, nous avons décrit le principe de fonctionnement et les performances des différentes sources THz actuellement développées afin de situer notre approche par rapport aux solutions existantes. Ces sources se répartissent en trois parties :

- les sources électroniques qui se servent du transport des électrons comme moyen de créer une onde THz, soit par oscillation d'un courant électrique dans un circuit résonant, soit par transfert d'énergie entre un faisceau d'électrons accélérés et l'onde THz ;
- les sources optiques qui utilisent des effets non-linéaires au sein d'une cavité résonante ou qui mettent en œuvre des transitions radiatives dans certains matériaux permettant d'émettre directement à quelques THz ;
- les sources opto-électroniques enfin, qui combinent les deux aspects précédents : l'éclairement par un laser adapté d'un élément non-linéaire permet de générer un rayonnement THz monochromatique ou large-bande.

La description de ce dernier processus ainsi que des différentes applications cohérentes avec une telle source a permis de spécifier quelques caractéristiques importantes pour notre laser en terme de fréquences de battement et de puissance émise.

Nous avons ensuite détaillé dans le second chapitre la théorie des lasers à plusieurs longueurs d'onde dans différents régimes. Nous avons commencé par présenter le modèle du laser monochromatique en régime continu puis impulsionnel, ce qui nous a permis de faire ressortir les paramètres importants pour optimiser certaines configurations expérimentales, notamment la longueur de cavité et le coefficient d'absorption de l'absorbant saturable. Nous avons ensuite implémenté ces modèles pour y ajouter la possibilité de simuler des lasers à plusieurs longueurs d'onde. La compétition de gain est traitée par le calcul des recouvrements spatiaux des champs stationnaires des différents modes en présence dans le milieu amplificateur et dans l'absorbant saturable. Ces modèles permettent

d'appréhender certains comportements observés expérimentalement et font ressortir l'impossibilité d'une émission simultanée en régime impulsionnel.

Les trois derniers chapitres sont plus expérimentaux et présentent les résultats obtenus avec différentes configurations. Dans le troisième chapitre, nous nous sommes intéressés à un nouveau moyen de réguler la compétition entre les modes par l'inclinaison du miroir de sortie. En utilisant un cristal c-cut de GdVO_4 dopé au néodyme, nous avons montré la possibilité d'émettre en régime continu à 1063 nm et 1065 nm de manière stable et équilibrée en puissance. L'étude de l'influence de la longueur de cavité a révélé l'intérêt des cavités courtes, pouvant émettre simultanément environ 100 mW à chaque longueur d'onde avec 2 W de pompe. Ces résultats encourageants ont permis de générer un signal mélangeant les deux modes à l'aide d'un cristal non-linéaire, validant ainsi les performances du dispositif. Enfin, l'étude du laser en régime impulsionnel passif a montré un comportement fortement instable en mode bi-fréquence dû à la compétition de gain accrue dans ce régime et pour lequel tout processus de photomélange est impossible.

Lors du quatrième chapitre, nous nous sommes proposés de résoudre le problème de la compétition de gain par l'utilisation de deux cristaux différents de $\text{Nd}:\text{GdVO}_4$ et $\text{Nd}:\text{YVO}_4$ c-cut, ceci afin de séparer spatialement les gains des deux longueurs d'onde à émettre (1065 nm et 1066 nm). Nous avons vu qu'il est effectivement possible d'obtenir une émission bi-fréquence équilibrée en régime continu, cependant le recouvrement spectral des courbes de section efficace des deux cristaux fait apparaître un troisième mode à 1063 nm venant perturber la stabilité d'émission. La sélection plus sévère du régime impulsionnel permet de diminuer fortement la présence de ce mode parasite ; les deux longueurs d'onde désirées sont néanmoins émises alternativement, la cause probable étant un recouvrement spatial insuffisant des champs dans l'absorbant saturable. Afin d'obtenir des impulsions synchronisées entre les deux modes, nous avons proposé un nouveau dispositif mettant en œuvre un laser impulsionnel externe dont le rôle est de blanchir l'absorbant saturable de manière homogène. Nous avons montré qu'avec les bonnes conditions de déclenchement externe, cette configuration permet d'émettre des impulsions bi-fréquences avec un taux de synchronisation proche de 100% et un recouvrement temporel optimal des impulsions des deux modes. La preuve physique de la synchronisation des deux longueurs d'onde a été apportée par la génération de somme de fréquences entre les deux modes dans un cristal non-linéaire. Quelques voies d'amélioration ont finalement été dégagées afin d'augmenter le rendement et la puissance crête, comprenant notamment la présentation de configurations plus compactes.

Le cinquième et dernier chapitre a pour objet la génération opto-électronique dans le domaine des radio-fréquences. Nous avons montré qu'un microlaser simplement constitué d'un cristal et de deux miroirs pouvait permettre de générer des battements optiques entre 20 et 140 GHz par l'utilisation judicieuse de la réflectivité non nulle sur une des faces du

cristal. Après avoir développé un modèle de cavité à 3 miroirs, nous avons pu expliquer les valeurs obtenues expérimentalement des différents intervalles par l'étude de la modulation des pertes en fonction de la longueur d'onde. Enfin, nous avons montré quelques mesures du battement optique réalisées avec une photodiode rapide et un analyseur de spectre entre 20 et 30 GHz, ce qui constitue la première mise en œuvre de notre laser dans un processus de photomélange opto-électronique.

ANNEXE

A.1 Description du dispositif expérimental

A.1.1 Calcul de la quantité de lumière réfléchi sur la photodiode

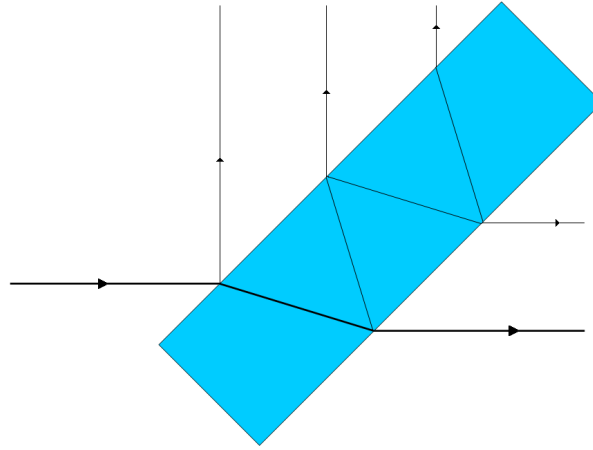


FIGURE A.1 – Réflexions multiples sur la lame de verre destinée à réfléchir une partie du faisceau vers la photodiode pour la mesure de puissance moyenne émise.

La lumière arrivant sur la photodiode (voir figure 3.3) est composée des différents faisceaux issus des réflexions à chaque interface entre l'air et le verre (voir figure A.1). Dans le cas d'ondes transverses électriques, le coefficient de réflexion r_{TE} s'exprime par :

$$r_{TE} = \frac{n_1 \cos \theta_1 - n_2 \cos \theta_2}{n_1 \cos \theta_1 + n_2 \cos \theta_2} \quad (\text{A.1})$$

où θ_1 est l'angle incident, θ_2 l'angle réfracté, n_1 et n_2 les indices de réfraction des milieux 1 et 2 respectivement (voir Figure A.2). θ_1 et θ_2 sont reliés par la loi de Snell-Descartes :

$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2 \quad (\text{A.2})$$

Ainsi, dans le cas d'une incidence à 45° sur du verre d'indice 1,5, on a $\theta_2 \approx 28^\circ$, d'où $r_{TE} \approx -0,30$. Le coefficient de réflexion en intensité vaut donc $R_{TE} = r_{TE}^2 \approx 0,092$.

Sur l'interface verre/air, r_{TE} a la même valeur absolue mais est de signe opposé. R_{TE} a donc la même valeur pour les deux interfaces. La puissance totale arrivant dans la photodiode P_{mes} est donc la somme des puissances portées par les différents rayons réfléchis vers la photodiode (i.e. vers le haut sur la Figure A.1) et celle-ci s'écrit :

$$P_{mes} = R_{TE} P_{tot} + T_{TE}^2 P_{tot} \sum_{n=0}^{\infty} R_{TE}^{2n+1} \quad (\text{A.3})$$

où P_{tot} est la puissance totale émise par le laser et $T_{TE} = 1 - R_{TE}$ le coefficient de transmission en intensité à une interface entre l'air et le verre. Etant donné que les faisceaux

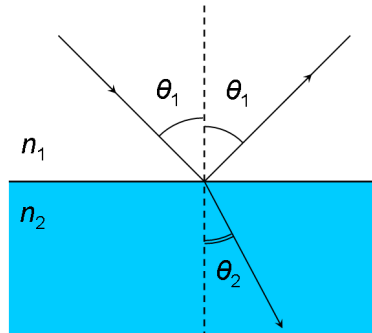


FIGURE A.2 – Réfraction à une interface.

réfléchis sont décalés spatialement, il n'y a pas d'interférence entre eux : on ne s'intéressera donc pas à leurs déphasages respectifs. On réécrit A.3 afin de faire apparaître une somme de termes issus d'une suite géométrique :

$$P_{mes} = R_{TE} P_{tot} \left(1 + T_{TE}^2 \sum_{n=0}^{\infty} (R_{TE}^2)^n \right) \quad (A.4)$$

Finalement :

$$P_{mes} = R_{TE} P_{tot} \left(1 + \frac{T_{TE}^2}{1 - R_{TE}^2} \right) \quad (A.5)$$

Dans le cas d'une incidence à 45° , on obtient alors :

$$\frac{P_{mes}}{P_{tot}} \approx 16,85\% \quad (A.6)$$

avec 99,6% de la puissance réfléchie portée par les 2 premiers rayons.

A.1.2 Description du monochromateur

La fente d'entrée du monochromateur (voir figure 3.3), de largeur réglable, est placée dans le plan focal du premier miroir concave afin de collimater la lumière après réflexion sur celui-ci. Le faisceau parallèle comprenant toujours les deux longueurs d'onde est envoyé sur un réseau de diffraction gravé de 900 traits/mm. Les deux longueurs d'onde sont alors diffractées dans deux directions différentes, dont l'angle dépend du pas du réseau et de l'angle d'incidence. Pour une seule longueur d'onde λ et avec les notations introduites dans la figure A.3, la différence de marche Δd entre deux rayons successifs après diffraction sur le réseau s'écrit :

$$\Delta d = AK - HB \quad (A.7)$$

$$\Delta d = p (\sin i_r - \sin i_i) \quad (A.8)$$

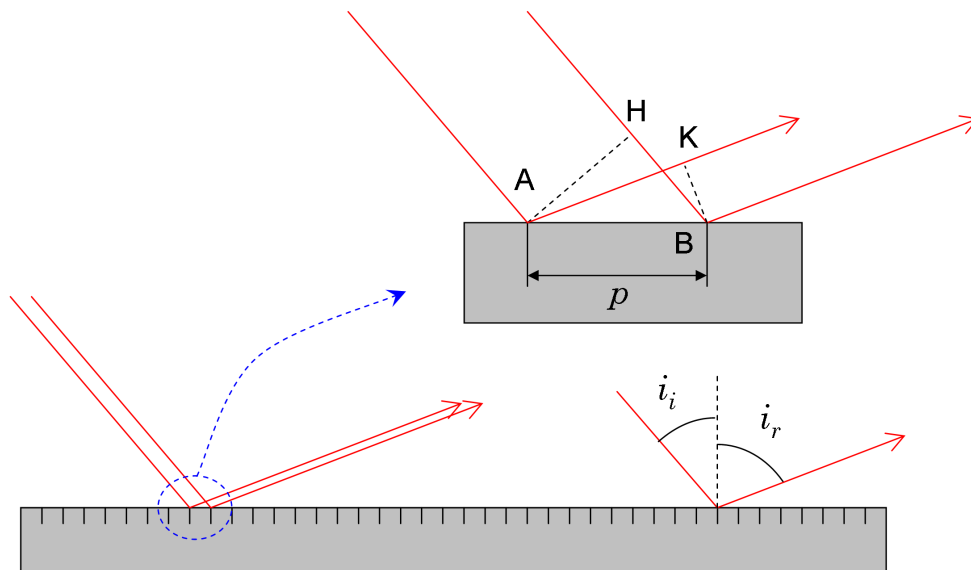


FIGURE A.3 – Représentation schématique de la diffraction sur un réseau. Sur le grossissement au niveau d'un pas du réseau, H et K sont respectivement les projetés orthogonaux des points A et B sur les rayons incident et réfléchi.

où p est le pas du réseau, i_i et i_r les angles incidents et réfractés respectivement. Pour que les deux rayons réfractés soient en phase, il faut :

$$\Delta d = n\lambda \quad (\text{A.9})$$

avec $n \in \mathbb{Z}$. On a finalement :

$$i_r = \arcsin \left(\sin i_i + \frac{n\lambda}{p} \right) \quad (\text{A.10})$$

Lorsque la position du réseau est réglée pour la longueur d'onde 1064 nm, l'angle d'incidence i_i vaut $i_i \approx 20^\circ$ et l'ordre de réfraction observé est $n = -1$. La différence d'angle de réfraction entre 1063 nm et 1065 nm ainsi obtenue est donc d'environ $0,13^\circ$. Les deux faisceaux diffractés, toujours collimatés, sont alors focalisés au niveau de l'ouverture de sortie par un miroir concave identique au précédent.

BIBLIOGRAPHIE

- R.R. Akberdin, E.N. Chesnokov, M.A. Dem'yanenko, D.G. Esaev, T.N. Goryachevskaya, A.E. Klimov, B.A. Knyazev, E.I. Kolobanov, A.S. Kozlov, V.V. Kubarev, G.N. Kulipanov, S.A. Kuznetsov, A.N. Matveenko, L.E. Medvedev, E.V. Naumova, A.V. Okotrub, V.K. Ovchar, K.S. Palagin, N.S. Paschin, S.G. Peltek, A.K. Petrov, V.Ya. Prinz, V.M. Popik, T.V. Salikova, S.S. Serednyakov, A.N. Skrinsky, O.A. Shevchenko, M.A. Scheglov, N.A. Vinokurov, M.G. Vlasenko, V.V. Yakovlev, et N.S. Zaigraeva. High power THz applications on the novoFEL. Dans *Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves, 2009. IRMMW-THz 2009. 34th International Conference on*, pages 1–3, sept. 2009. (Cité page 13.)
- M. Alouini, M. Brunel, F. Bretenaker, M. Vallet, et A. Le Floch. Dual tunable wavelength Er,Yb :glass laser for terahertz beat frequency generation. *Photonics Technology Letters, IEEE*, 10(11) :1554–1556, nov. 1998. (Cité pages 26 et 70.)
- F. Amir, C. Mitchell, et M. Missous. Development of advanced Gunn diodes and Schottky multipliers for high power THz sources. Dans *Advanced Semiconductor Devices Microsystems (ASDAM), 2010 8th International Conference on*, pages 29–32, oct. 2010. (Cité pages ix et 11.)
- D. H. Auston. Picosecond optoelectronic switching and gating in silicon. *Applied Physics Letters*, 26(3) :101–103, 1975. (Cité page 21.)
- D. H. Auston, K. P. Cheung, et P. R. Smith. Picosecond photoconducting Hertzian dipoles. *Applied Physics Letters*, 45(3) :284–286, 1984. (Cité page 21.)
- V.K. Bagdasarov, N.N. Denisov, A.A. Malyutin, et I.A. Chigaev. Pulse synchronisation in passively Q-switched lasers emitting at 1,053 and 1,064 μm . *Quantum Electronics*, 39(10) : 887, 2009. (Cité page 101.)
- M.S. Bowers. Eigenmodes of misaligned unstable optical resonators with circular mirrors. *Applied Optics*, 31(9) :1185–1198, Mar 1992. (Cité page 78.)
- A. Brenier, Chaoyang Tu, Zhaojie Zhu, et Jianfu Li. Dual-polarization and dual-wavelength diode-pumped laser operation from a birefringent Yb³⁺-doped GdAl₃(BO₃)₄ nonlinear crystal. *Applied Physics B*, 89 :323–328, 2007. (Cité page 70.)

- E. R. Brown, F. W. Smith, et K. A. McIntosh. Coherent millimeter-wave generation by heterodyne conversion in low-temperature-grown GaAs photoconductors. *Journal of Applied Physics*, 73(3) :1480–1484, 1993. (Cité page 28.)
- Z. Burshtein, P. Blau, Y. Kalisky, Y. Shimony, et M.R. Kikta. Excited-state absorption studies of Cr^{4+} ions in several garnet host crystals. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 34(2) : 292–299, feb 1998. (Cité pages xi et 42.)
- F. Capasso, C. Sirtori, et A.Y. Cho. Coupled quantum well semiconductors with giant electric field tunable nonlinear optical properties in the infrared. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 30(5) :1313–1326, may 1994. (Cité page 15.)
- Bertrand Charlet. *Étude et réalisation de sources laser impulsives en optique intégrée sur verre : Application à la génération de supercontinuum*. PhD thesis, Université de Grenoble, 2011. (Cité page 44.)
- Y.-F. Chen, Y.P. Lan, et S.C. Wang. Efficient high-power diode-end-pumped TEM_{00} Nd :YVO₄ laser with a planar cavity. *Optics Letters*, 25(14) :1016–1018, Jul 2000. (Cité page 89.)
- H.P.H. Cheng, P. Tidemand-Lichtenberg, O.B. Jensen, P.E. Andersen, P.M. Petersen, et C. Pedersen. All passive synchronized Q-switching of a quasi-three-level and a four-level Nd :YAG laser. *Optics Express*, 18(23) :23987–23993, Nov 2010. (Cité page 99.)
- V.S. Cherkassky, V.V. Gerasimov, G.M. Ivanov, B.A. Knyazev, G.N. Kulipanov, L.A. Lukyanchikov, L.A. Merzhievsky, et N.A. Vinokurov. Techniques for introscopy of condensed matter in terahertz spectral region. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 575(12) :63–67, 2007. Proceedings of the XVI International Synchrotron Radiation Conference. (Cité page 13.)
- N. Chimot, J. Mangeney, P. Crozat, J. Lourtioz, K. Blary, J. Lampin, G. Mouret, D. Bigourd, et E. Fertein. Photomixing at 1.55 μm in ion-irradiated $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ on InP. *Optics Express*, 14(5) :1856–1861, Mar 2006. (Cité page 28.)
- B. Cole, L. Goldberg, C.W. Trussell, A. Hays, B.W. Schilling, et C. McIntosh. Reduction of timing jitter in a Q-switched Nd :YAG laser by direct bleaching of a Cr^{4+} :YAG saturable absorber. *Optics Express*, 17(3) :1766–1771, Feb 2009. (Cité pages xiv, 100, 111 et 112.)
- J.L. Coutaz. *Optoélectronique térahertz*. EDP Sciences, 2008. (Cité pages ix et 6.)
- A. Crocker, H.A. Gebbie, M.F. Kimmitt, et L.E.S. Mathias. Stimulated emission in the far infra-red. *Nature*, 201 :250–251, jan 1964. (Cité page 19.)

- Romain Czarny. *Étude et réalisation d'une source térahertz accordable de grande pureté spectrale*. PhD thesis, Université des Sciences et Technologies de Lille, 2007. (Cité page 28.)
- T. Dascalu, N. Pavel, et V. Lupei. Investigation of a passive Q-switched externally controlled quasicontinuous or continuous pumped Nd :YAG laser. *Optical Engineering*, 25(5) :1247–1251, May 1996. (Cité page 100.)
- A. De Michele, A. Moretti, et D. Pereira. Optically pumped $^{13}\text{CD}_3\text{I}$: new terahertz laser transitions. *Applied Physics B : Lasers and Optics*, 103 :659–662, 2011. (Cité page 20.)
- M.L. Dennis, R.M. Sova, et T.R. Clark. Dual-wavelength Brillouin fiber laser for microwave frequency generation. Dans *Optical Fiber Communication and the National Fiber Optic Engineers Conference, 2007. OFC/NFOEC 2007. Conference on*, pages 1 –3, march 2007. (Cité page 113.)
- A. Dobroiu, M. Yamashita, Y.N. Ohshima, Y. Morita, C. Otani, et K. Kawase. Terahertz imaging system based on a backward-wave oscillator. *Applied Optics*, 43(30) :5637– 5646, Oct 2004. (Cité page 14.)
- G. Dodel. On the history of far-infrared (FIR) gas lasers : Thirty-five years of research and application. *Infrared Physics and Technology*, 40(3) :127 – 139, 1999. (Cité page 19.)
- C. Drag, A. Desormeaux, M. Lefebvre, et E. Rosencher. Entangled-cavity optical parametric oscillator for mid-infrared pulsed single-longitudinal-mode operation. *Optics Letters*, 27 (14) :1238– 1240, Jul 2002. (Cité page 17.)
- L. Duvillaret, F. Garet, J.-F. Roux, et J.-L. Coutaz. Analytical modeling and optimization of terahertz time-domain spectroscopy experiments, using photoswitches as antennas. *Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 7(4) :615 –623, jul/aug 2001. (Cité page 22.)
- H. Eisele. 480 Ghz oscillator with an InP Gunn device. *Electronics Letters*, 46(6) :422 –423, 2010a. (Cité page 9.)
- H. Eisele. State of the art and future of electronic sources at terahertz frequencies. *Electronics Letters*, 46(26) :s8 –s11, 2010b. (Cité pages ix et 10.)
- A.G. Fox et T. Li. Modes in a maser interferometer with curved and tilted mirrors. *Proceedings of the IEEE*, 51(1) :80 – 89, jan. 1963. (Cité page 78.)
- N.J. Gomes, M. Morant, A. Alphones, B. Cabon, J.E. Mitchell, C. Lethien, M. Csoranyi, A. Stohr, et S. Iezekiel. Radio-over-fiber transport for the support of wireless broadband services. *Journal of Optical Network*, 8(2) :156– 178, Feb 2009. (Cité page 113.)

- J. P. Gordon, H. J. Zeiger, et C. H. Townes. The maser - new type of microwave amplifier, frequency standard, and spectrometer. *Physical Review*, 99 :1264–1274, Aug 1955. (Cité page 19.)
- M.C. Gross, P.T. Callahan, T.R. Clark, D. Novak, R.B. Waterhouse, et M.L. Dennis. Tunable millimeter-wave frequency synthesis up to 100 GHz by dual-wavelength Brillouin fiber laser. *Optics Express*, 18(13) :13321– 13330, Jun 2010. (Cité page 113.)
- G.I. Haddad et P. Mazumder. Tunneling devices and applications in high functionality/speed digital circuits. *Solid-State Electronics*, 41(10) :1515 – 1524, 1997. Proceedings of the Topical Workshop on Heterostructure of Microelectronics. (Cité pages ix et 12.)
- T. Hakulinen, R. Koskinen, et O.G. Okhotnikov. Low jitter Q-switched fiber laser using optically driven surface-normal saturable absorber modulator. *Optics Express*, 16(12) : 8720– 8726, Jun 2008. (Cité page 100.)
- P. Y. Han et X.-C. Zhang. Coherent, broadband midinfrared terahertz beam sensors. *Applied Physics Letters*, 73(21) :3049–3051, 1998. (Cité pages x et 24.)
- S. Hayashi, H. Minamide, T. Ikari, Y. Ogawa, J. Shikata, H. Ito, C. Otani, et K. Kawase. Output power enhancement of a palmtop terahertz-wave parametric generator. *Applied Optics*, 46(1) :117– 123, Jan 2007. (Cité page 19.)
- S. Hoffmann, M. Hofmann, E. Brundermann, M. Havenith, M. Matus, J. V. Moloney, A. S. Moskalenko, M. Kira, S. W. Koch, S. Saito, et K. Sakai. Four-wave mixing and direct terahertz emission with two-color semiconductor lasers. *Applied Physics Letters*, 84(18) : 3585–3587, 2004. (Cité page 26.)
- E. Hérault. *Nouveaux concepts pour des sources laser bleues à base de cristaux dopés Néodyme*. PhD thesis, Université Paris-Sud XI, 2007. (Cité page 56.)
- E. Hérault, F. Balembois, P. Georges, et T. Georges. 1064 nm Nd :YVO₄ laser intracavity pumped at 912 nm and sum-frequency mixing for an emission at 491 nm. *Optics Letters*, 33(14) :1632– 1634, Jul 2008. (Cité pages 70 et 89.)
- Q. Hu, B.S. Williams, S.Kumar, H. Callebaut, S. Kohen, et J.L. Reno. Resonant-phonon-assisted THz quantum-cascade lasers with metalmetal waveguides. *Semiconductor Science and Technology*, 20(7) :S228, 2005. (Cité pages ix et 17.)
- S.-L. Huang, T.-Y. Tsui, C.-H. Wang, et F.-J. Kao. Timing jitter reduction of a passively Q-switched laser. *Japanese Journal of Applied Physics*, 38(Part 2, No. 3A) :L239–L241, 1999. (Cité page 100.)

- H. Ito, T. Furuta, F. Nakajima, K. Yoshino, et T. Ishibashi. Photonic generation of continuous THz wave using uni-traveling-carrier photodiode. *Journal of Lightwave Technology*, 23(12) : 4016 – 4021, dec. 2005. (Cité page 28.)
- T. Jensen, V.G. Ostroumov, J.-P. Meyn, G. Huber, A.I. Zagumennyi, et I.A. Shcherbakov. Spectroscopic characterization and laser performance of diode-laser-pumped Nd :GdVO₄. *Applied Physics B : Lasers and Optics*, 58 :373–379, 1994. (Cité page 73.)
- Z. Jiu, D. Zuo, L. Miao, Z. Cheng, et C. Qi. Pulsed CH₃OH terahertz laser emission pumped by a TEA CO₂ laser. *Journal of Infrared, Millimeter and Terahertz Waves*, 31 :885–891, 2010. (Cité page 20.)
- J.Y. Jung, Y.S. Choi, M.Y. Yoon, S.U. Min, et D.H. Suh. Simultaneous two-wavelength selection in the N₂ laser-pumped dye laser. *American Society for Dermatologic Surgery*, 35 : 1181–1187, 2009. (Cité page 56.)
- B.A. Knyazev, G.N. Kulipanov, et N.A. Vinokurov. Novosibirsk terahertz free electron laser : instrumentation development and experimental achievements. *Measurement Science and Technology*, 21(5) :054017, 2010. (Cité page 14.)
- W. Koechner et M. Bass. *Solid state lasers : a graduate text*. Springer, 2003. (Cité pages xi, xii, 41, 71 et 72.)
- E. Lacot et F. Stoeckel. Nonlinear mode coupling in a microchip laser. *Journal of the Optical Society of America B*, 13(9) :2034– 2040, Sep 1996. (Cité page 59.)
- Y.S. Lee. *Principles of Terahertz science and technology*. Springer, 2009. (Cité pages viii, x, 2 et 20.)
- Y. Li, H. Jiang, T. Ni, T. Zhang, Z. Tao, et Y. Zeng. Diode-pumped Nd :YVO₄ Nd :YLF laser at 488 nm. *Laser Physics*, 21 :677–679, 2011. (Cité page 89.)
- W. Liu, M. Jiang, D. Chen, et S. He. Dual-wavelength single-longitudinal-mode polarization-maintaining fiber laser and its application in microwave generation. *Journal of Lightwave Technology*, 27(20) :4455– 4459, Oct 2009. (Cité page 113.)
- S. Marchetti, M. Martinelli, R. Simili, R. Fantoni, et M. Giorgi. Efficient millimetre far infrared laser emissions in different molecular systems. *Infrared Physics and Technology*, 41(4) :197 – 204, 2000. (Cité page 20.)
- E. Matsubara, M. Bitoh, H. Shimosato, et M. Ashida. Ultrabroadband electric field generation and detection from far infrared to optical communication frequency. Dans *Infrared Millimeter and Terahertz Waves (IRMMW-THz)*, 2010 35th International Conference on, pages 1 –2, sept. 2010. (Cité page 23.)

- S. Matsuura et H. Ito. Generation of CW Terahertz Radiation with Photomixing. Dans *Terahertz Optoelectronics (K. Sakai)*, volume 97 de *Topics in Applied Physics*, pages 157–202. Springer Berlin / Heidelberg, 2005. (Cité pages 26 et 29.)
- J.-P. Meyn, T. Jensen, et G. Huber. Spectroscopic properties and efficient diode-pumped laser operation of neodymium-doped lanthanum scandium borate. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 30(4) :913–917, apr 1994. (Cité page 72.)
- L. Miao, D. Zuo, Z. Jiu, Z. Cheng, C. Qi, et J. Wu. High energy optically pumped NH₃ terahertz laser with simple cavity. *Chinese Optics Letters*, 8(4) :411–413, Apr 2010. (Cité page 20.)
- M. Mineo et C. Paoloni. Corrugated rectangular waveguide tunable backward wave oscillator for terahertz applications. *Electron Devices, IEEE Transactions on*, 57(6) :1481–1484, june 2010. (Cité page 14.)
- G. Mourou, C. V. Stancampiano, A. Antonetti, et A. Orszag. Picosecond microwave pulses generated with a subpicosecond laser-driven semiconductor switch. *Applied Physics Letters*, 39(4) :295–296, 1981. (Cité page 21.)
- E.R. Mueller, J. Fontanella, et R. Henschke. Stabilized, integrated, far-infrared laser system for NASA/Goddard Space Flight Center. Dans *Proceedings of the Eleventh International Symposium on Space Terahertz Technology*, page 179, may 2000. (Cité page 19.)
- E.F. Nichols et J.D. Tear. Joining the infra-red and electric wave spectra. *Astrophysical Journal*, 61 :17–37, 1925. (Cité page 1.)
- J. Nishizawa, T. Tanabe, K. Suto, Y. Watanabe, T. Sasaki, et Y. Oyama. Continuous-wave frequency-tunable terahertz-wave generation from GaP. *Photonics Technology Letters, IEEE*, 18(19) :2008–2010, oct.1, 2006. (Cité page 28.)
- J.M. Ortega. Le laser à électrons libres (lel). Dans EDP Sciences, éditeur, *Les lasers et leurs applications scientifiques et médicales (C. Fabre et J.P. Pocholle)*, pages 233–257. 1996. (Cité pages ix et 13.)
- F. Pallas, E. Herault, G. Grosa, J. Roux, J. Coutaz, A. Kevorkian, F. Thibault, et G. Vitrant. Dual wavelength cw microlaser for the generation of THz radiation. Dans *Infrared Millimeter and Terahertz Waves (IRMMW-THz), 2010 35th International Conference on*, page 1, sept. 2010. (Cité page 3.)
- F. Pallas, E. Hérault, J.-F. Roux, A. Kevorkian, J.-L. Coutaz, et G. Vitrant. Simultaneous passively Q-switched dual-wavelength solid-state laser working at 1065 and 1066 nm. *Optics Letters*, 37(14) :2817–2819, Jul 2012. (Cité page 3.)

- E. Pallas, E. Hérault, J. Zhou, J.-F. Roux, et G. Vitrant. Stable dual-wavelength microlaser controlled by the output mirror tilt angle. *Applied Physics Letters*, 99(24) :241113, 2011. (Cité page 3.)
- Y. Pastol, G. Arjavalingam, J.M. Halbout, et G.V. Kopcsay. Absorption and dispersion of low-loss dielectrics measured with microwave transient radiation. *Electronic Letters*, 25(8) :523–524, Apr 1989. (Cité page 21.)
- E. Peytavit, S. Lepilliet, F. Hindle, C. Coinon, T. Akalin, G. Ducournau, G. Mouret, et J.-F. Lampin. Milliwatt-level output power in the sub-terahertz range generated by photo-mixing in a GaAs photoconductor. *Applied Physics Letters*, 99(22) :223508, 2011. (Cité page 28.)
- M.A. Piestrup, R.N. Fleming, et R.H. Pantell. Continuously tunable submillimeter wave source. *Applied Physics Letters*, 26(8) :418–421, 1975. (Cité page 17.)
- H.S. Pilloff. Simultaneous two-wavelength selection in the N₂ laser-pumped dye laser. *Applied Physics Letters*, 21(8) :339–340, 1972. (Cité page 56.)
- H. Rubens et E. F. Nichols. Heat rays of great wave length. *Physical Review (Series I)*, 4 :314–323, Jan 1897. (Cité page 1.)
- B. Saleh et M.C. Teich. *Fundamentals of Photonics*. John Wiley & Sons, 1991. (Cité pages x, 37, 56 et 102.)
- Y. Sato et T. Taira. Spectroscopic properties of neodymium-doped yttrium orthovanadate single crystals with high-resolution measurement. *Japanese Journal of Applied Physics*, 41 (Part 1, No. 10) :5999–6002, 2002. (Cité pages xiii, 72, 91 et 108.)
- Y. Sato et T. Taira. Comparative study on the spectroscopic properties of Nd :GdVO₄ and Nd :YVO₄ with hybrid process. *Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 11(3) :613 – 620, may-june 2005. (Cité pages xii, 72 et 108.)
- J.E. Schaar, K.L. Vodopyanov, P.S. Kuo, M.M. Fejer, Xiaojun Yu, A. Lin, J.S. Harris, D. Bliss, C. Lynch, V.G. Kozlov, et W. Hurlbut. Terahertz sources based on intracavity parametric down-conversion in quasi-phase-matched gallium arsenide. *Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 14(2) :354 –362, march-april 2008. (Cité page 19.)
- M. Scheller, J.M. Yarborough, J.V. Moloney, M. Fallahi, M. Koch, et S.W. Koch. Room temperature continuous wave milliwatt terahertz source. *Optics Express*, 18(26) :27112–27117, Dec 2010. (Cité page 28.)
- A.J. Seeds et K.J. Williams. Microwave photonics. *Journal of Lightwave Technology*, 24(12) :4628–4641, Dec 2006. (Cité page 113.)

- A. Sell, A. Leitenstorfer, et R. Huber. Phase-locked generation and field-resolved detection of widely tunable terahertz pulses with amplitudes exceeding 100 MV/cm. *Optics Letters*, 33(23) :2767–2769, Dec 2008. (Cité page 23.)
- R. Sowade, I. Breunig, I.C. Mayorga, J. Kiessling, C. Tulea, V. Dierolf, et K. Buse. Continuous-wave optical parametric terahertz source. *Optics Express*, 17(25) :22303–22310, Dec 2009. (Cité page 19.)
- C. Staus, T. Kuech, et L. McCaughan. Continuously phase-matched terahertz difference frequency generation in an embedded-waveguide structure supporting only fundamental modes. *Optics Express*, 16(17) :13296–13303, Aug 2008. (Cité page 28.)
- A. Steinmetz, D. Nodop, A. Martin, J. Limpert, et A. Tunnermann. Reduction of timing jitter in passively Q-switched microchip lasers using self-injection seeding. *Optics Letters*, 35(17) :2885–2887, Sep 2010. (Cité page 100.)
- R. C. Stoneman et L. Esterowitz. Intracavity-pumped 2,09- μm Ho :YAG laser. *Optics Letters*, 17(10) :736–738, May 1992. (Cité page 89.)
- K. Suizu et K. Kawase. Monochromatic-tunable terahertz-wave sources based on nonlinear frequency conversion using lithium niobate crystal. *Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 14(2) :295–306, march-april 2008. (Cité pages x et 18.)
- M. Tang, T. Notake, H. Minamide, Y. Wang, et H. Ito. Tunable narrow linewidth THz-wave generation using dual-wavelength fiber ring laser and organic DAST crystal. Dans *Infrared Millimeter and Terahertz Waves (IRMMW-THz), 2010 35th International Conference on*, pages 1–2, sept. 2010. (Cité page 28.)
- M. van Exter, C. Fattinger, et D. Grischkowsky. Terahertz time-domain spectroscopy of water vapor. *Optics Letters*, 14(20) :1128–1130, Oct 1989. (Cité page 21.)
- M. van Exter et D.R. Grischkowsky. Characterization of an optoelectronic terahertz beam system. *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, 38(11) :1684–1691, nov 1990. (Cité pages x, 22 et 23.)
- R. Van Zyl, W. Perold, et R. Botha. The Gunn-diode : fundamentals and fabrication. Dans *Communications and Signal Processing, 1998. COMSIG '98. Proceedings of the 1998 South African Symposium on*, pages 407–412, sep 1998. (Cité pages ix, 9 et 11.)
- S. Verghese, E.K. Duerr, K.A. McIntosh, S.M. Duffy, S.D. Calawa, C.-Y.E. Tong, R. Kimberk, et R. Blundell. A photomixer local oscillator for a 630-GHz heterodyne receiver. *Microwave and Guided Wave Letters, IEEE*, 9(6) :245–247, jun 1999. (Cité page 26.)

- S. Verghese, K.A. McIntosh, et E.R. Brown. Highly tunable fiber-coupled photomixers with coherent terahertz output power. *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, 45(8) :1301–1309, aug 1997. (Cité pages x et 26.)
- C. Weiss, G. Torosyan, J.-P. Meyn, R. Wallenstein, R. Beigang, et Y. Avetisyan. Tuning characteristics of narrowband THz radiation generated via optical rectification in periodically poled lithium niobate. *Optics Express*, 8(9) :497–502, Apr 2001. (Cité pages x et 24.)
- U. Willer, R. Wilk, W. Schippers, S. Böttger, D. Nodop, T. Schossig, W. Schade, M. Mikulics, M. Koch, M. Walther, H. Niemann, et B. Güttler. A novel THz source based on a two-color Nd :LSB microchip-laser and a LT-GaAsSb photomixer. *Applied Physics B : Lasers and Optics*, 87 :13–16, 2007. (Cité page 28.)
- B.S. Williams, S. Kumar, Qing Hu, et J.L. Reno. High-power terahertz quantum cascade lasers. Dans *Lasers and Electro-Optics, 2006 and 2006 Quantum Electronics and Laser Science Conference. CLEO/QELS 2006. Conference on*, pages 1–2, may 2006. (Cité page 17.)
- K.J. Williams, L. Goldberg, R.D. Esman, M. Dagenais, et J.F. Weller. 6–34 GHz offset phase-locking of Nd :YAG 1319 nm nonplanar ring lasers. *Electronics Letters*, 25(18) :1242–1243, aug. 1989. (Cité page 113.)
- B. Wu, P. Jiang, D. Yang, T. Chen, J. Kong, et Y. Shen. Compact dual-wavelength Nd :GdVO₄ laser working at 1063 and 1065 nm. *Optics Express*, 17(8) :6004–6009, Apr 2009. (Cité page 70.)
- K. H. Yang, P. L. Richards, et Y. R. Shen. Generation of far-infrared radiation by picosecond light pulses in LiNbO₃. *Applied Physics Letters*, 19(9) :320–323, 1971. (Cité page 21.)
- Y. Yang, A. Shutler, et D. Grischkowsky. Measurement of the transmission of the atmosphere from 0.2 to 2 THz. *Optics Express*, 19(9) :8830–8838, apr 2011. (Cité pages ix et 7.)
- J. Yu, P. Rambaldi, et J.-P. Wolf. Dual-wavelength diode-seeded Ti :sapphire laser for differential absorption lidar applications. *Applied Optics*, 36(27) :6864–6868, Sep 1997. (Cité page 56.)
- X. Zhang, S. Zhao, Q. Wang, B. Ozygus, et H. Weber. Modeling of passively Q-switched lasers. *Journal of the Optical Society of America B*, 17(7) :1166–1175, Jul 2000. (Cité page 48.)
- P. Zhao, S. Ragam, Y.J. Ding, et I.B. Zotova. Compact and portable terahertz source by mixing two frequencies generated simultaneously by a single solid-state laser. *Optics Letters*, 35(23) :3979–3981, Dec 2010. (Cité page 99.)

P. Zhao, S. Ragam, Y.J. Ding, et I.B. Zotova. Investigation of terahertz generation from passively Q-switched dual-frequency laser pulses. *Optics Letters*, 36(24) :4818– 4820, Dec 2011. (Cité page 89.)

Titre Etude théorique et expérimentale du fonctionnement bifréquence de microlasers continus et impulsionnels pour la génération d'ondes RF et THz.

Résumé Parmi les approches possibles pour réaliser des sources térahertz dans la gamme 0,2 - 2 THz, nous nous sommes intéressés à la voie optoélectronique qui consiste à générer l'onde térahertz par le photomélange de deux ondes lasers à des fréquences optiques. Le travail présenté dans cette thèse concerne l'étude de lasers bi-fréquence capables d'émettre les deux ondes requises simultanément. Nous commençons par développer un modèle théorique décrivant la compétition de gain entre les modes laser grâce au calcul de différents coefficients de couplage. Sur le plan expérimental, nous montrons tout d'abord qu'en désalignant légèrement un des miroirs de la cavité laser, il est possible d'obtenir un régime stable d'émission sur deux fréquences pourtant en compétition dans le milieu à gain, ici un cristal dopé néodyme. Nous nous intéressons ensuite au régime impulsionnel et montrons que les impulsions peuvent être synchronisées grâce à l'action d'un laser externe. Enfin, le processus de photomélange a été réalisé et des ondes électromagnétiques ont été générées dans le domaine des radio-fréquences autour de 20 GHz.

Mots-clés laser bi-fréquence, compétition de gain, laser continu, laser impulsionnel à déclenchement passif, déclenchement externe, ondes térahertz, radio-fréquences.

Title Theoretical and experimental study of dual-wavelength microlasers in continuous-wave and pulsed regimes for the generation of RF and THz waves.

Abstract Among the possible solutions to build terahertz sources in the 0,2 - 2 THz range, we studied the optoelectronic way consisting in the generation of a terahertz wave by photomixing two laser waves at optical frequencies. The work presented in this PhD concerns the study of dual-frequency lasers able to emit the two required waves simultaneously. We begin by developing a theoretical model describing the gain competition between the laser modes by calculating different coupling coefficients. Experimentally, we first show that a slight misalignment of the output mirror of the laser cavity allows to obtain a stable emission at two frequencies competing in the gain medium, which is a neodymium-doped crystal. Then, we focus on the pulsed regime and we show that the pulses can be synchronized by the action of an external laser. Finally, the photomixing process has been achieved and electromagnetic waves have been generated in the radio frequencies range around 20 GHz.

Keywords dual-wavelength laser, gain competition, continuous-wave laser, passive Q-switch laser, external triggering, terahertz radiation, radiofrequencies.